

Détection de charge rapide radiofréquence

par

Anne-Marie Roy

Mémoire présenté au département de physique
en vue de l'obtention du grade de maître ès sciences (M.Sc.)

FACULTÉ des SCIENCES
UNIVERSITÉ de SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, Décembre 2015

Le 21 décembre 2015

le jury a accepté le mémoire de Madame Anne-Marie Roy dans sa version finale.

Membres du jury

Professeur Michel Pioro-Ladrière
Directeur de recherche
Département de physique

Professeur Claude Bourbonnais
Membre interne
Département de physique

Professeur Denis Morris
Président rapporteur
Département de physique

À ma famille et mes amis

Sommaire

Dans ce travail, un circuit de détection de charge radiofréquence est construit et caractérisé à l'aide d'un dispositif de boîte quantique. Les radiofréquences permettent d'obtenir des mesures résolues en temps plus rapides par rapport à la méthode classique en courant continu. Cette méthode de détection est effectuée par réflectométrie d'un circuit RLC résonant dont fait partie le détecteur de charge du dispositif.

L'intégration d'un condensateur à capacité variable à large plage est étudiée. On trouve que cette composante est nécessaire à l'adaptation rapide et efficace des nouveaux dispositifs au circuit. En plus de la capacité variable, le circuit comporte plusieurs paramètres à optimiser. Il s'agit de la conductance du détecteur de charge, la fréquence et la puissance du signal radiofréquence. Un protocole d'optimisation de ces paramètres a été mis sur pied. On obtient la sensibilité à la conductance du circuit radiofréquence de détection de charge. Elle est équivalente à celle des meilleurs circuits présents dans la littérature. On propose d'améliorer le détecteur de charge du dispositif, pour obtenir une meilleure sensibilité à la charge.

Le circuit radiofréquence permet également d'effectuer la caractérisation du couplage tunnel d'un dispositif de double boîte quantique en silicium par la méthode des statistiques de comptage. Cette mesure aurait été impossible avec le circuit en courant continu. On a pu confirmer le comportement exponentiel du couplage tunnel en fonction de la tension appliquée sur une grille électrostatique.

Les résultats de ce mémoire confirment que le circuit de détection de charge radiofréquence construit permet d'effectuer des mesures avec une meilleure résolution temporelle qu'en courant continu. Cette résolution ouvre la porte à une toute une gamme de mesures sur les dispositifs de boîtes quantiques qui étaient impossibles avec le circuit précédent, telles que la mesure en temps réel du spin de l'électron.

Remerciements

Je voudrais remercier Michel Pioro-Ladrière, mon directeur de maîtrise, pour avoir rendu ma réussite possible. Son engagement envers ses étudiants, son professionnalisme et son enthousiasme sont inestimables. Également, merci de m'avoir encouragée à participer aux conférences, écoles et autres événements qui ont fait de ma maîtrise une expérience extrêmement enrichissante.

L'aboutissement de mon projet de recherche est avant tout le résultat d'un travail d'équipe. Merci à tous les membres du groupe de recherche : Julien, qui m'a initiée aux méthodes de mesure, Sophie, qui m'a fait profiter de sa connaissance des dispositifs et avec qui j'ai passé de longues heures au labo, Dany, qui a toujours eu les réponses à mes questions, David, Chloé, Patrick et les stagiaires. Vous savez créer une ambiance agréable dans le bureau et votre soif d'apprendre m'a beaucoup inspirée. Un merci particulier à Olivier qui a démarré le projet qui fait l'objet de ce mémoire. Merci aux professionnels de recherche sans qui les équipements seraient inutilisables. Merci à tous les membres du département de physique de l'Université de Sherbrooke pour le climat chaleureux qui y règne.

La recherche comporte parfois des moments plus difficiles, merci à mes proches qui ont su m'aider à garder le moral. Merci à mes amis pour les bons moments passés ensemble, à ma famille pour ses encouragements et à mon amoureux, Alexandre, pour son soutien inconditionnel. Merci !

Table des matières

Sommaire	ii
Introduction	1
1 Aspects théoriques	4
1.1 Nanostructures	4
1.1.1 Point de contact quantique	4
1.1.2 Simple boîte quantique	5
1.1.3 Double boîte quantique	8
1.2 Détection de charge	11
1.2.1 Détecteur à constriction	11
1.2.2 Transistor monoélectronique	12
1.2.3 Bruit et sensibilité à la charge	12
1.3 Détection de charge radiofréquence	14
1.3.1 Réflectométrie	15
1.3.2 Circuit de résonance	16
2 Aspects expérimentaux	21
2.1 Dispositifs de doubles boîtes quantiques	21
2.1.1 Dispositifs en arséniure de gallium	21
2.1.2 Dispositifs en silicium	22
2.2 Montages expérimentaux	23
2.2.1 Carte de circuit imprimé	23
2.2.2 Circuit DC	26
2.2.3 Circuit RF	27
3 Caractérisation du circuit de détection de charge radiofréquence	32
3.1 Caractérisation du circuit	33
3.1.1 Capacité du condensateur variable	33

3.1.2	Conductance du détecteur de charge	34
3.1.3	Puissance du signal radiofréquence	37
3.2	Diagramme de stabilité	40
3.3	Optimisation avec mesures résolues en temps	42
3.3.1	Mesures résolues en temps	42
3.3.2	Optimisation	43
3.4	Sensibilité de charge	46
4	Caractérisation du couplage tunnel	49
4.1	Méthode des statistiques de comptage	49
4.1.1	Théorie	50
4.1.2	Mesure du couplage tunnel	51
4.1.3	Température électronique	53
4.2	Analyse du couplage tunnel	54
	Conclusion	55
	Bibliographie	56

Table des figures

1.1	Point de contact quantique : schéma et conductance	5
1.2	Simple boîte quantique : schéma et courbe I-V	5
1.3	Potentiel chimique et conductance dans une boîte quantique	8
1.4	Schéma d'une double boîte quantique	9
1.5	Diagramme de stabilité de deux BQs	10
1.8	Circuit RLK et circuit C-RLK avec pertes	17
1.9	Simulation de la réflexion en fonction de la fréquence du circuit RLK- C_v , pour différents paramètres	18
1.10	Simulation de la réflexion en fonction de la résistance du détecteur	20
2.1	Schéma en coupe et photographie vue de haut du dispositif	22
2.2	Photographie et schéma de la carte de circuit imprimé	24
2.3	Capacité parasite	25
2.4	Condensateur à capacité variable	26
2.5	Schéma des circuits RF (en noir) et DC (en gris) dans le réfrigérateur à dilution Blue Fors.	28
2.6	Circuit de démodulation	30
2.7	Spectre du signal réfléchi avant et après démodulation	31
3.1	Dispositifs de GaAs et de Si et courbes de conductance	33
3.2	Résonance en fonction de V_{cv}	34
3.3	Résonance, réflexion et conductance du PCQ et du SET.	35
3.4	Résonance, réflexion et conductance du SET.	36
3.5	Effet de la puissance RF sur le PCQ et le SET	38
3.6	Diamants de Coulomb RF et DC	39
3.7	Diagrammes de stabilité RF et DC	41
3.8	Mesure résolue en temps et histogramme	43
3.9	Optimisation des paramètres à l'aide du rapport S/B	45

3.10	Largeur de bande et sensibilité de charge	47
4.1	Méthode de statistique de comptage : schéma et traces en temps	50
4.2	Méthode de statistique de comptage : analyse	52
4.3	Couplage tunnel en fonction de la tension de grille d'accumulation	54

Introduction

On dit souvent de la mécanique quantique qu'elle est la branche de la physique qui donne les meilleures concordances entre la théorie et les expériences. Néanmoins, certains de ses aspects sont hautement contre-intuitifs, comme le principe de superposition ou l'intrication. La physique de l'état solide utilise largement des modèles quantiques pour décrire le comportement de matériaux comme les supraconducteurs à haute température critique de transition. Ces modèles ne peuvent pas être résolus analytiquement, mais sont étudiés approximativement par des méthodes numériques. Cependant, les avancées dans ce domaine sont actuellement limitées par la puissance de calculs, et par la nature classique elle-même des ordinateurs. Un système quantique comme ordinateur serait plus efficace pour résoudre des problèmes de nature quantique [1].

Cette vision a donné naissance au domaine de l'information quantique. L'unité de base de l'informatique quantique, le qubit, est un système quantique à deux niveaux. Contrairement à son analogue classique, le bit, qui a deux états possibles 0 et 1, le système quantique peut se trouver dans une superposition de l'état $|0\rangle$ et $|1\rangle$. En chiffres, N qubits pourraient correspondre jusqu'à 2^N possibilités, augmentant ainsi exponentiellement la puissance de calculs.

Il existe toute une variété de systèmes physiques pouvant jouer le rôle de qubits, notamment les jonctions tunnels supraconductrices [2], les photons intriqués [3], les ions piégés [4] et les spins électroniques ou nucléaires [5, 6, 7]. Dans le cadre de ce travail, on se penche sur un candidat des plus prometteurs : le qubit de spin électronique. Ce type de qubit est basé sur la proposition de Loss et DiVincenzo en 1998 [5]. Le système à deux niveaux est formé de l'orientation du spin d'un électron unique isolé dans une boîte quantique semi-conductrice.

Les progrès en micro et nanofabrication ont permis de mettre au point des dispositifs capables d'isoler un seul électron : les boîtes quantiques. Les boîtes quantiques semi-conductrices présentent une couche bidimensionnelle d'électrons, au-dessus de laquelle sont ajoutées des grilles électrostatiques. Des tensions négatives sur ces grilles permettent le confinement des électrons dans la boîte qui peut être vidée jusqu'à ne contenir qu'un seul électron.

Il est primordial d'être en mesure d'effectuer des opérations logiques sur les qubits. Pour les qubits de spin, une opération consiste à effectuer une rotation contrôlée du spin électronique. Ces rotations sont générées par un champ magnétique oscillant en résonance avec le qubit. La vitesse de rotation est proportionnelle à l'amplitude du champ magnétique oscillant. Les techniques les plus courantes pour appliquer ce champ oscillant sont l'utilisation d'une boucle de courant [8], de spins nucléaires [9] ou d'un microaimant [10]. Pour que les opérations logiques soient fiables, elles doivent être effectuées en un temps plus rapide que le temps de décohérence de l'électron. Ce temps de décohérence correspond au temps moyen nécessaire pour que la phase relative d'une superposition d'états devienne aléatoire, à cause de l'interaction avec le milieu. Le temps de décohérence est relativement court dans les semi-conducteurs utilisés dans la fabrication des boîtes quantiques. La limitation principale provient de l'interaction hyperfine avec le bain de spin nucléaire non nul du semi-conducteur [11]. Le silicium, avec seulement 5 % d'isotopes de spin non nul, donne de meilleurs résultats [12].

Le dernier élément essentiel de cette proposition, et celui qui nous intéresse particulièrement dans ce travail, est la lecture du spin de l'électron confiné. Le spin est mesuré de façon indirecte via la conversion spin à charge. C'est-à-dire qu'avec une boîte quantique, il est possible de lier le spin à sa position à l'aide d'un gradient de champ magnétique. La charge est mesurée par un détecteur de charge, situé à proximité de la boîte [13]. Les points de contact quantique ont été largement utilisés comme détecteurs de charge dans la dernière décennie, mais leurs performances ont été récemment supplantées par les transistors monoélectroniques [14].

Mesurée en courant continu, la détection de charge est limitée par le bruit en $1/f$ [15], un bruit typiquement présent dans les canaux semi-conducteurs. Une tension oscillant dans les radiofréquences autour de 100-300 MHz permettrait de rendre négligeable cette source de bruit, et ainsi d'améliorer la résolution en temps des mesures. L'utilisation des radiofréquences nécessite la mesure en réflectométrie d'un circuit RLC résonant dont fait partie le détecteur.

Le circuit radiofréquence de détection de charge a été réalisé dans un qubit supraconducteur en 1998 [16]. La sensibilité alors obtenue dépasse tous les résultats précédents en courant continu. Le circuit radiofréquence a été intégré avec succès aux boîtes quantiques par la suite [17, 18, 19, 20, 14]. Également, l'ajout d'un condensateur à capacité variable au circuit RLC a rendu l'ajustement d'impédance beaucoup plus simple [21].

Dans le cadre de ce projet, nous avons construit et testé un circuit de détection de charge radiofréquence. La sensibilité que nous avons obtenue est équivalente à celle des meilleurs circuits présents dans la littérature [19].

Le mémoire est divisé de la façon suivante. Le chapitre 1 décrit les aspects théoriques du

projet. La physique des dispositifs nanométriques tels que les points de contact quantique et les simples et doubles boîtes quantiques est présentée. Le principe de détection de charge et le fonctionnement du circuit RF sont introduits. Le chapitre 2 traite des aspects expérimentaux : les dispositifs, les composantes électroniques et les équipements de mesure sont introduits. Le chapitre 3 présente la caractérisation expérimentale du circuit de détection radiofréquence. Une méthode d'optimisation du circuit est dégagée et les performances sont discutées. Finalement, le chapitre 4 présente une application du nouveau circuit. Il s'agit de mesures de couplage tunnel sur une double boîte quantique. Ces mesures auraient été impossibles sans la résolution en temps améliorée du circuit radiofréquence par rapport au circuit en courant continu.

Chapitre 1

Aspects théoriques

On traite ici des aspects théoriques de la détection de charge radiofréquence. Le chapitre est divisé de la façon suivante. On introduit à la première section la physique des différentes nanostructures qui sont traitées dans le cadre du projet. La technique de détection de charge est présentée à la deuxième section. On discute finalement de l'utilisation des radiofréquences pour la détection de charge.

1.1 Nanostructures

On présente ici les trois types de nanostructures dont nous avons besoin dans ce travail : les points de contact quantiques, les simples boîtes quantiques et les doubles boîtes quantiques.

1.1.1 Point de contact quantique

Un point de contact quantique (PCQ) est une constriction d'un canal conducteur dans la direction transverse du courant, comme représenté à la figure 1.1a. Il est constitué d'une source, d'un drain et de deux grilles électrostatiques. La constriction est formée par une tension négative appliquée sur les grilles. Le courant est forcé de circuler dans un petit canal qui présente une résistance au mouvement des électrons. Si la largeur du canal est beaucoup plus petite que le libre parcours moyen des porteurs de charge, alors la conductance du PCQ en fonction de la tension de grille présentera des plateaux [22]. Ces plateaux sont formés aux multiples de $G = 2 \times e^2/h$, le quanta de conductance, où e est la charge de l'électron et h , la constante de Planck. Ces plateaux représentent les modes de propagation des électrons permis dans le canal et sont illustrés à la figure 1.1b.

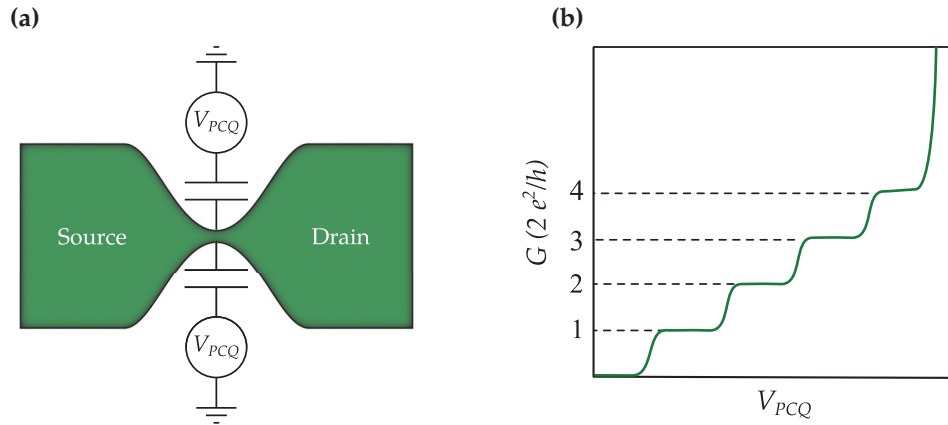


FIGURE 1.1 (a) Schéma d'un point de contact quantique. (b) Conductance du PCQ en fonction de la tension de grille.

1.1.2 Simple boîte quantique

Une autre nanostructure utile est la boîte quantique simple (BQ). La disposition des grilles électrostatiques, cette fois, permet la formation d'une île entre la source et le drain, séparée par des barrières tunnels.

La boîte peut échanger des électrons par effet tunnel avec deux réservoirs, la source et le drain, comme illustré à la figure 1.2. On peut appliquer une tension sur la source V_S et sur le drain V_D . Une grille électrostatique est également couplée à la boîte. En appliquant une tension V_g sur la grille, il est possible de contrôler le nombre d'électrons qu'elle contient.

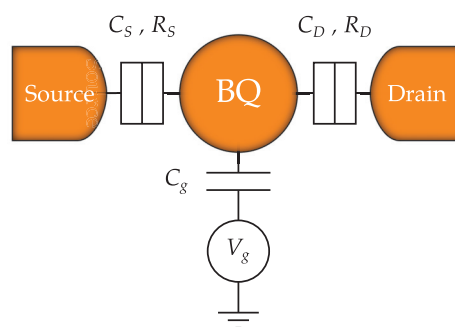


FIGURE 1.2 (a) Schéma d'une simple boîte quantique. Les symboles \equiv représentent des jonctions tunnels de capacité $C_{S(D)}$ et de résistance tunnel $R_{S(D)}$. La boîte est couplée capacitivement C_g avec une grille électrostatique sur laquelle on peut appliquer une tension V_g .

Modèle à interaction constante

Il y a deux principaux phénomènes physiques qui entrent en jeu dans une BQ, il s'agit du blocage de Coulomb et de la discrétisation des niveaux d'énergie. Lorsque les barrières tunnels sont suffisamment opaques, le nombre d'électrons dans la boîte est un entier (N) et les électrons ne peuvent traverser la barrière qu'en petit nombre. Un phénomène purement classique, la répulsion de Coulomb, ajoutera un coût énergétique important à l'ajout des charges électroniques dans la boîte ou le réservoir qui suit. Le résultat est que les électrons ne passent pas tant que la barrière d'énergie n'est pas franchie avec une augmentation suffisante de l'énergie de la BQ ou du réservoir précédent. C'est ce qu'on appelle le blocage de Coulomb. Le deuxième phénomène est purement quantique. Il résulte de l'étroit confinement dans les trois directions de l'espace, donnant lieu à un spectre discret des niveaux d'énergie des électrons dans la boîte.

Le modèle le plus simple pour décrire la BQ est le modèle à interaction constante [23, 24]. On fait deux suppositions : les interactions de Coulomb entre les différents éléments peuvent être représentées par des capacités C et le spectre d'énergie est indépendant de ces interactions et donc, du nombre d'électrons N dans la BQ.

On peut alors décrire classiquement le système comme étant un circuit composé de résistances et de condensateurs présenté à la figure 1.2. La BQ contient un nombre d'électrons N . Les couplages entre la boîte et la source et le drain sont représentés par des jonctions tunnels de capacité $C_{S(D)}$ et de résistance $R_{S(D)}$. De plus, la boîte est couplée capacitivement C_g avec une grille électrostatique sur laquelle on peut appliquer une tension V_g . L'énergie électrostatique de ce système est alors donnée par

$$U(N) = \frac{1}{2} (N - N_g)^2 E_C, \quad (1.1)$$

où $E_C = e^2/C_\Sigma$ est l'énergie de charge de la BQ et $N_g = C_g V_g / e$ est la charge effective de la grille. Le terme C_Σ représente la capacité totale du système ($C_\Sigma = C_S + C_D + C_g$).

Un terme correspondant au spectre d'énergie discret des niveaux de la boîte est ajouté à l'énergie électrostatique afin d'obtenir l'énergie totale

$$E_{\text{tot}} = \sum_{i=0}^N \epsilon_i + U(N). \quad (1.2)$$

Pour faciliter l'analyse, il est utile d'introduire la notion de potentiel chimique. Le potentiel chimique $\mu(N)$ est défini comme l'énergie du N^e électron dans la BQ :

$$\mu(N) \equiv E_{\text{tot}}(N) - E_{\text{tot}}(N-1). \quad (1.3)$$

On s'intéresse à l'énergie d'addition d'un électron dans une boîte, qui est définie comme

$$E_{\text{add}} \equiv \mu(N+1) - \mu(N). \quad (1.4)$$

À l'aide des équations 1.2 et 1.3, on obtient

$$E_{\text{add}} = E_C + \Delta\epsilon. \quad (1.5)$$

Le premier terme du membre de droite est l'énergie nécessaire pour lever le blocage de Coulomb et est égal à E_C , l'énergie de charge de la BQ. La quantité $\Delta\epsilon$, est l'énergie d'addition quantique et correspond à l'énergie nécessaire pour passer de l'état discret ϵ_N à l'état ϵ_{N+1} . Le blocage de Coulomb n'est valide que si les fluctuations thermiques sont inférieures à l'énergie d'addition ($k_B T \ll E_C + \Delta\epsilon$). C'est pourquoi la BQ doit être opérée à basse température.

On peut représenter le potentiel chimique comme aux figures 1.3a et 1.3b. La source et le drain possèdent également leur potentiel chimique $\mu_{S(D)} = -eV_{S(D)}$. Le blocage de Coulomb fait en sorte que le niveau suivant doit avoir un potentiel chimique inférieur pour qu'un électron passe. Ainsi, les niveaux d'énergie qui se trouvent sous μ_S se remplissent. Les tensions de grille influencent le potentiel chimique de la boîte de telle sorte que le nombre d'électrons change. Une tension V_g plus négative entraînera une élévation des niveaux d'énergie de la BQ. Elle contiendra moins d'électrons. Le potentiel chimique est utile pour expliquer le transport électrique dans la BQ.

Transport électrique

On considère une différence de tension source-drain V_{SD} . Si le potentiel chimique du dernier électron ajouté se retrouve sous le potentiel chimique du drain, comme c'est le cas à la figure 1.3a, le courant ne peut passer à travers la BQ, c'est le régime de blocage de Coulomb. Si le potentiel chimique du dernier électron ajouté se trouve entre les potentiels de la source et du drain, comme c'est le cas à la figure 1.3b, alors le courant peut passer.

La figure 1.3c présente la conductance d'une simple boîte quantique sous l'application d'une tension source-drain constante V_{SD} et en fonction de la tension de grille V_g . La conductance présente des pics de Coulomb également espacés. Les pics représentent le régime où le potentiel chimique de la boîte fait en sorte qu'il y a un courant. Chaque pic correspond donc à l'ajout d'un électron dans la boîte et l'espace entre les pics correspond à l'énergie d'addition.

On peut trouver la constante de proportionnalité entre l'énergie d'addition et la tension de grille correspondante, en considérant l'addition d'une charge comme l'effet d'une

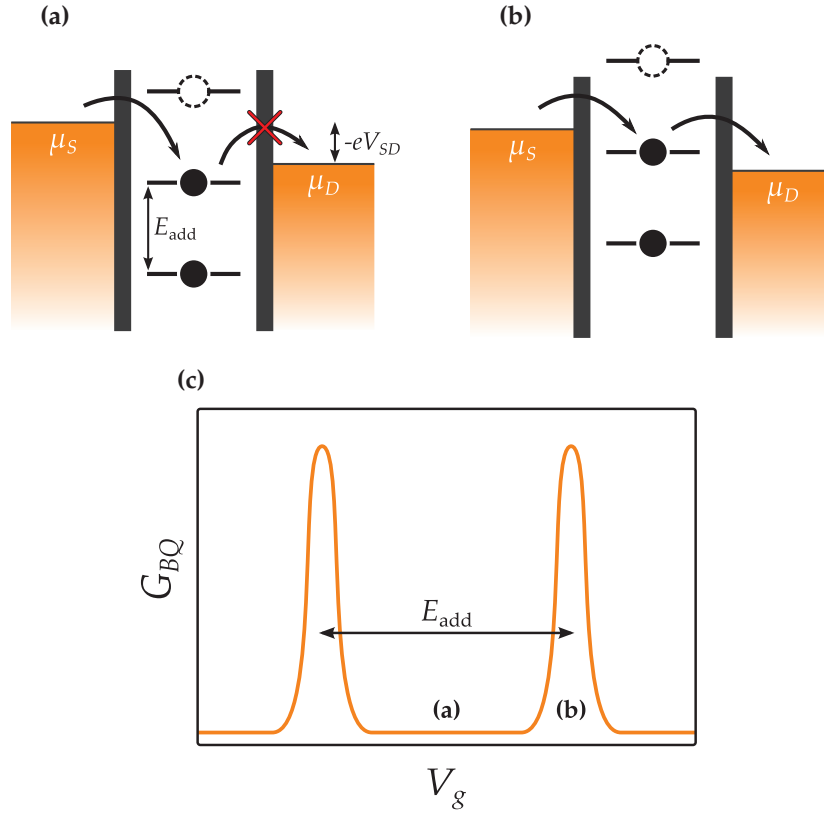


FIGURE 1.3 (a) et (b) Schémas des potentiels chimiques. (a) Régime de blocage de Coulomb. (b) Régime de courant. (c) Conductance d'une BQ en fonction de la tension de grille. La courbe présente des pics de Coulomb.

variation (ΔV_g) de la tension de grille sur le potentiel chimique. On trouve

$$\Delta V_g = \frac{|e|}{C_g E_C} (E_C + \Delta\epsilon), \quad (1.6)$$

qui est l'espacement entre les pics de blocage de Coulomb. La constante $\alpha = \frac{|e|}{C_g E_C}$ est couramment appelée le bras de levier, elle permet la conversion entre la tension sur la grille et l'énergie.

1.1.3 Double boîte quantique

La nanostructure principalement étudiée dans le cadre de ces travaux de maîtrise est la double boîte quantique (DBQ). Dans son régime à un seul électron, la DBQ est une candidate de choix pour un bit quantique. En présence d'un champ magnétique, les deux états quantiques sont l'état parallèle et antiparallèle du spin électronique par rapport au

champ. La manipulation du spin électronique est possible en déplaçant l'électron dans un gradient de champ magnétique entre les deux boîtes [25].

Les deux boîtes quantiques sont accessibles électriquement via quatre terminaux. D'abord, les boîtes peuvent échanger des électrons avec la source et le drain. Les boîtes et les réservoirs sont couplés en série. Ensuite, deux grilles électrostatiques sont couplées aux boîtes. On peut ainsi contrôler séparément le nombre d'électrons que contient chaque boîte.

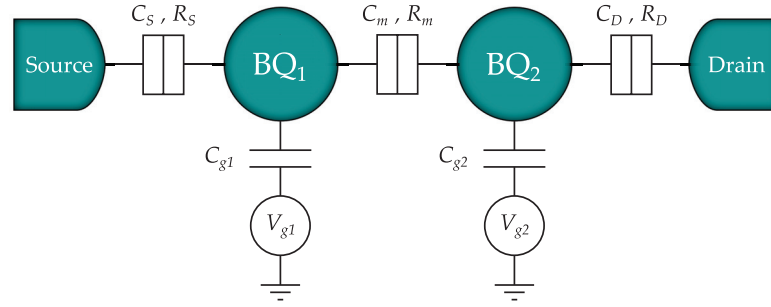


FIGURE 1.4 Les deux boîtes, celle de gauche (BQ₁) et celle de droite (BQ₂) sont couplées entre elles via une jonction tunnel Ξ de capacité C_m et de résistance R_m . Les deux boîtes sont également couplées en série avec la source et le drain. Chaque boîte est couplée capacitivement (C_{g1} , C_{g2}) avec une grille électrostatique.

Le circuit équivalent est illustré à la figure 1.4. Les deux boîtes (BQ₁, BQ₂) contiennent un nombre d'électrons (N_1 , N_2). Le couplage des boîtes à la source et au drain est représenté par des jonctions tunnels de capacité $C_{S(D)}$ et de résistance tunnel $R_{S(D)}$. Les boîtes sont également couplées entres-elles via C_m et R_m . Chaque boîte est couplée capacitivement (C_{g1} , C_{g2}) avec une grille électrostatique sur laquelle on peut appliquer une tension (V_{g1} , V_{g2}). L'énergie électrostatique de la DBQ est alors donnée par

$$U(N_1, N_2) = \frac{1}{2}N_1^2 E_{C1} + \frac{1}{2}N_2^2 E_{C2} + N_1 N_2 E_{Cm} + f(V_{g1}, V_{g2}). \quad (1.7)$$

Le membre de droite contient quatre termes. Le quatrième terme, la fonction $f(V_{g1}, V_{g2})$, rend compte de l'effet des tensions de grilles V_{g1} et V_{g2} sur l'énergie électrostatique. Les deux premiers correspondent à l'énergie électrostatique de BQ₁ et BQ₂. Le troisième terme décrit l'interaction électrostatique entre les deux boîtes. On note que les E_{C1} et E_{C2} sont les énergies de charge de BQ₁, BQ₂ et E_{Cm} est l'énergie de couplage. Toutes trois sont définies en termes des capacités du circuit. À partir de l'énergie électrostatique, il serait possible de refaire la même analyse que pour la simple boîte quantique pour trouver les potentiels chimiques et les énergies d'addition des deux BQs [25].

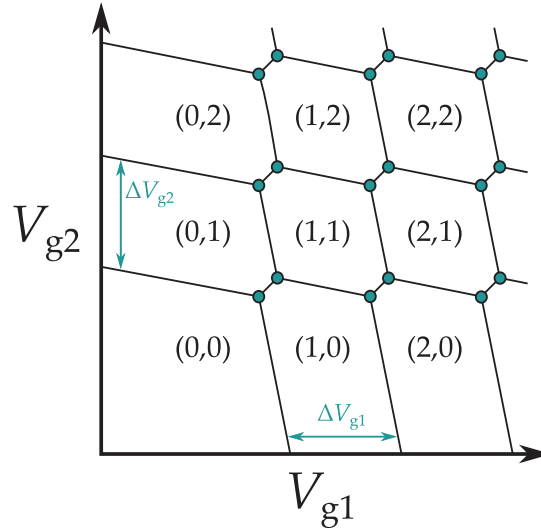


FIGURE 1.5 Diagramme de stabilité d'une double boîte quantique. Les couples (N_1, N_2) représentent le nombre d'électrons dans les boîtes. Les points turquoise représentent les points triples. Les flèches représentent la différence de tension de grille proportionnelle à l'énergie d'addition.

Diagramme de stabilité

Sachant que le nombre d'électrons dans les BQs est un entier et que les tensions de grilles influencent le potentiel chimique des BQs, on peut construire le diagramme de stabilité de la DBQ. On y retrouve les zones de (N_1, N_2) électrons en fonction des tensions de grilles (V_{g1}, V_{g2}) . Le diagramme de stabilité d'une DBQ a l'allure d'un nid d'abeille comme illustré à la figure 1.5. Les lignes représentent les transitions entre les zones à nombre d'électrons constant. Les lignes plus verticales et plus horizontales correspondent respectivement aux transitions de la BQ₁ et la BQ₂. La séparation entre les lignes $\Delta V_{g1(2)}$ est proportionnelle à l'énergie d'addition de chaque boîte et est donnée par l'équation 1.6, qui reste inchangée dans le cas de la DBQ. Les lignes de transition sont légèrement inclinées, car les grilles influencent légèrement l'énergie de la BQ voisine en plus d'être couplées à leur propre BQ. Le couplage entre les deux BQs cause l'apparition d'un troisième type de ligne de transition, la transition d'un électron d'une boîte à l'autre. Les points de croisement entre les trois différentes lignes de transitions sont appelés points triples.

Le diagramme de stabilité est un outil très pratique pour identifier le nombre d'électrons présents dans la DBQ. La zone contenant (0,0) électron est facilement identifiable, car elle ne présente pas de nouvelles transitions pour des tensions plus négatives. À partir de cette région, il suffit de compter les transitions pour obtenir le nombre d'électrons. La transition qui nous intéresse particulièrement pour notre proposition de qubit avec microaimant est la

transition $(1,0) - (0,1)$.

Il est possible de sonder les DBQs avec des mesures en transport. Par contre, pour obtenir un courant, les potentiels chimiques des deux boîtes doivent être alignés favorablement avec les potentiels de la source et du drain. Cette condition n'est remplie qu'aux points triples du diagramme de stabilité. De plus, un courant dans la DBQ signifie que les électrons de la boîte sont remplacés. Pour opérer la DBQ comme un qubit, il est nécessaire que la mesure ne détruise pas l'état des électrons dans la boîte. La technique expérimentale de la détection de charge présente une solution à ces problèmes.

1.2 Détection de charge

La détection de charge a pour but de sonder les boîtes quantiques sans affecter les électrons qu'elles contiennent. Elle nécessite l'ajout d'un détecteur de charge. Il s'agit d'une nanostructure fabriquée à proximité de la BQ sondée. Un changement dans le nombre d'électrons de la BQ, aura l'effet d'un changement de potentiel électrostatique sur le détecteur de charge, qui sera décelé en mesurant le transport électrique dans celui-ci [13].

1.2.1 Détecteur à constriction

Le point de contact quantique situé à proximité d'une DBQ peut servir de détecteur de charge. On l'appelle alors détecteur à constriction. Le circuit équivalent est illustré à la figure 1.6a. Le principe du détecteur à constriction est le suivant. La forme de la conductance du PCQ en fonction de sa tension de grille présente des points, entre deux plateaux, où la dérivée de la conductance est maximale, qu'on appelle points de haute sensibilité. On choisit typiquement le point de haute sensibilité du premier plateau qui se situe à $G = 0.25 \times 2e^2/h$ et qui est représenté à la figure 1.6b. À ce point, la conductance varie grandement pour une faible variation de la tension de grille. Cette condition est essentielle pour la résolution de la détection de charge. La conductance est mesurée expérimentalement via le courant qui circule entre la source et le drain pour une tension appliquée. La détection de charge permet aussi de différencier les événements de la BQ de droite ou de gauche. Si le PCQ est placé par exemple à droite de la DBQ, le changement dans la conductance est différent selon que l'électron est ajouté dans la boîte de droite ou la boîte de gauche, car la distance entre la charge et le détecteur est différente. Typiquement, l'ajout d'un électron à une DBQ correspond à un changement de la conductance de $\Delta G = 0.01 \times 2e^2/h$ [14]. La figure 1.6c montre un exemple de l'effet d'un changement de charge dans la DBQ sur la conductance du PCQ.

L'utilisation du PCQ comme détecteur a certains désavantages. D'abord, pour de grands changements dans la DBQ, afin de rester près du point de haute sensibilité, il faut compenser

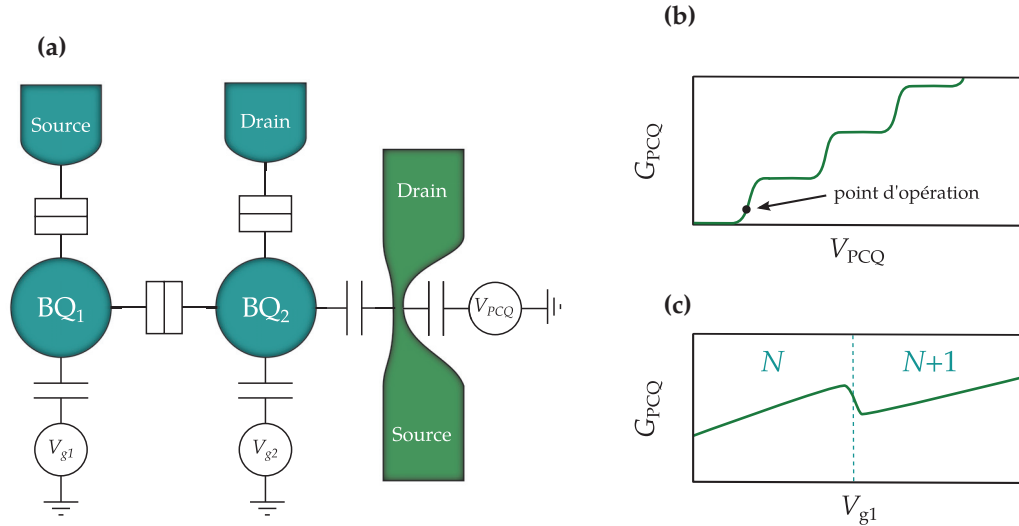


FIGURE 1.6 (a) Schéma d'un point de contact quantique couplé à une DBQ. (b) Conductance du PCQ en fonction de la tension de grille. Le point d'opération est à $0.25 \times 2e^2/h$. (c) Détection de charge avec le PCQ.

avec la tension de grille du PCQ. Ensuite, le ΔG est limité. Les PCQs ont été largement utilisés comme détecteurs dans les quinze dernières années, mais on assiste aujourd'hui de plus en plus à la substitution des PCQs par des transistors monoélectroniques.

1.2.2 Transistor monoélectronique

Une approche alternative au PCQ pour la détection de charge est la simple boîte quantique. Lorsqu'elle est utilisée comme détecteur, elle est typiquement appelée transistor monoélectronique (SET pour *single electron transistor*). Comme pour le détecteur à constriction, il s'agit de placer une boîte quantique simple à proximité de la DBQ (figure 1.7a). Ce sont alors les flancs des pics de Coulomb qui servent de points de haute sensibilité. Ces flancs ont la possibilité d'être plus abrupts que la courbe du PCQ, augmentant ainsi le ΔG potentiel. Il est possible d'obtenir un ΔG jusqu'à dix fois supérieur à celui du PCQ [14]. De plus, comme les pics de Coulomb se répètent périodiquement, il n'est pas absolument nécessaire de compenser avec une tension de grille pour une grande variation de la DBQ. La figure 1.7b montre un exemple de l'effet d'un changement de charge dans la DBQ sur la conductance du SET.

1.2.3 Bruit et sensibilité à la charge

Dans cette section, on discute des différentes sources de bruit qui peuvent affecter la détection de charge. On discute également des indicateurs de la qualité d'un circuit de

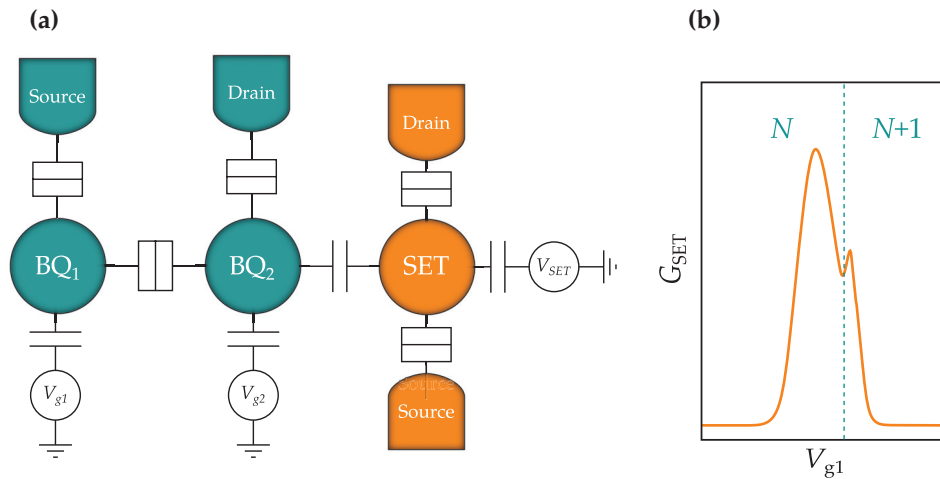


FIGURE 1.7 (a) Schéma d'un transistor monoélectronique couplé à une DBQ. (b) Conductance du SET en fonction de la tension de grille et détection de charge.

détection de charge : le rapport signal sur bruit (S/B) et la sensibilité à la charge δq .

On classe les sources de bruit d'un circuit de détection de charge en deux catégories : les sources intrinsèques et extrinsèques. Les sources intrinsèques sont générées par le PCQ ou le SET lui-même, alors que les sources extrinsèques sont générées par toutes les composantes du circuit extérieures au dispositif. L'une des sources de bruit principales d'un circuit est l'amplification, une source extrinsèque. Il existe plusieurs sources intrinsèques. La première est le bruit de grenaille [26]. Il est causé par le fait que le courant est constitué du mouvement de charges discrètes. Le spectre du bruit de grenaille est plat en fréquence. La deuxième source est le bruit thermique ou bruit de Johnson-Nyquist [26]. Il est causé par l'agitation des électrons à température non nulle et ne dépend pas de la tension appliquée. Son spectre est plat en fréquence également. À très basse température, le bruit thermique devient négligeable comparé au bruit de l'amplification. La troisième source de bruit est le bruit télégraphique. Il crée des sauts aléatoires et est causé par les pièges dans les défauts du 2DEG. La dernière source est le bruit quantique en $1/f$. On croit qu'il est causé par des fluctuations dans le potentiel de confinement [27]. Comme son nom l'indique, son spectre décroît en $1/f$. Cette source de bruit est importante dans les basses fréquences.

Pour avoir une mesure de qualité, il faut avoir un bon rapport signal sur bruit (S/B). Dans le cas d'un détecteur de charge, le signal est le ΔG et le bruit provient des sources mentionnées plus haut. Le bruit est réduit en utilisant des amplificateurs peu bruyants et en travaillant à basse température. Notre objectif est également d'avoir une bonne résolution temporelle, pour cela il est nécessaire d'avoir une largeur de bande du circuit (f_{LB}) élevée. La largeur de bande est la fréquence maximale sondée pour obtenir la mesure. Par contre,

une largeur de bande très grande laisse passer plus de bruit. Il y a donc un compromis à faire entre le rapport signal sur bruit et largeur de bande.

La sensibilité à la charge est un indicateur du meilleur compromis possible. On définit la sensibilité de charge d'un détecteur δq comme étant la variation de charge q qu'il est possible de détecter avec un rapport signal sur bruit de 1 en un temps d'intégration correspondant à 1 Hz. On peut l'exprimer en fonction de la charge q et de f_{LB} , la largeur de bande pour laquelle le rapport S/B de la détection d'une charge est de 1.

$$\delta q (e/\sqrt{\text{Hz}}) = \frac{q}{\sqrt{f_{LB}}} \quad (1.8)$$

Les unités de la sensibilité de charge sont la charge élémentaire par racine carrée de hertz ($e/\sqrt{\text{Hz}}$). Une sensibilité plus petite correspond donc à un meilleur détecteur de charge. On peut également parler en terme de sensibilité à la conductance qui est définie comme $\delta G = \Delta G \times \delta q$. La sensibilité δq dépend à la fois de la performance du circuit et de la sensibilité à la charge de la DBQ du détecteur de charge, alors que la sensibilité δG dépend uniquement des performances du circuit RF [21].

Typiquement, la mesure de la détection de charge se fait en courant continu. La conductance est extraite du courant pour une tension source-drain connue. Par contre, la sensibilité est alors limitée par le bruit en $1/f$, qui est plus grand à basse fréquence. Dans la prochaine section, on montre que de passer aux radiofréquences permet d'augmenter la sensibilité de la détection de charge.

1.3 Détection de charge radiofréquence

Dans la section précédente, on a discuté de la détection de charge. La conductance est détectée en courant continu (DC) et cette technique fonctionne très bien pour obtenir le diagramme de stabilité d'une boîte quantique. Par contre, pour obtenir une bonne résolution avec le diagramme de stabilité, il faut un temps d'intégration d'au moins 30 ms par point. Pour un diagramme de stabilité assez gros, on peut compter jusqu'à 20 heures d'acquisition. Une expérience classique avec des DBQs peut ainsi facilement s'échelonner sur plusieurs mois. Lorsque le nombre de cryostats est restreint et que plusieurs utilisateurs veulent s'en servir, on a tout avantage à ce que les expériences durent moins longtemps. On souhaite donc réduire le temps d'intégration de la détection de charge en améliorant la sensibilité à la charge δq . Ce qui peut également permettre des mesures résolues en temps plus rapides, une fonctionnalité supplémentaire d'intérêt pour l'étude des caractéristiques des doubles boîtes quantiques et la mesure du spin électronique.

La solution pour augmenter la sensibilité à la charge est d'utiliser les signaux radiofréquences (RF), qui sont moins affectés par le bruit en $1/f$. Avec les signaux RF, il n'est pas possible de simplement mesurer le courant à tension connue pour obtenir la résistance. Il faut déduire la résistance du détecteur de charge autrement. L'astuce consiste à implémenter un circuit RLC à la DBQ, où la conductance du détecteur de charge joue le rôle de la résistance. Un circuit RLC réfléchit le signal RF à toutes les fréquences sauf à une fréquence de résonance où le signal est transmis et dissipé dans le circuit. La qualité de cette transmission dépend de la conductance du détecteur. En mesurant le signal réfléchi par le circuit, on obtient donc l'information sur la conductance.

1.3.1 Réflectométrie

Lorsqu'un signal radiofréquence se propage dans une ligne à transmission d'impédance Z_0 et rencontre un élément de circuit, qu'on appelle le circuit résonant, d'impédance Z_R , une certaine proportion du signal est réfléchi. La fraction de la tension réfléchi est définie comme le coefficient de réflexion Γ .

$$|\Gamma| = \frac{|Z_R - Z_0|}{|Z_R + Z_0|} \quad (1.9)$$

Le signal est complètement transmis ($\Gamma = 0$) lorsque les impédances sont identiques $Z_R = Z_0$ et la réflexion est près de 1 lorsque les impédances diffèrent suffisamment. Le coefficient de réflexion est donc sensible à des changements d'impédance Z_R du circuit résonant.

Si notre détecteur de charge, le PCQ, fait partie du circuit résonant, et que ce circuit a une impédance similaire à l'impédance des lignes de telle sorte que ($\Gamma = 0$), alors un petit changement dans la conductance du détecteur de charge affecte le signal réfléchi. En mesurant la réflexion, on peut obtenir l'information du détecteur de charge.

Le facteur de qualité Q est une mesure de la forme de la courbe de résonance. Il est défini comme étant la fréquence de résonance f_{res} divisée par la largeur de bande $\Delta f_{1/2}$ sous laquelle la moitié de la puissance maximale est transmise au circuit résonant.

$$Q = \frac{f_{\text{res}}}{\Delta f_{1/2}} \quad (1.10)$$

Si le facteur de qualité est grand, le circuit sera plus sensible à un changement de la conductance.

1.3.2 Circuit de résonance

Le circuit résonant utilisé dans le cadre de ce projet est celui qui a été introduit en 2010 par Thomas Müller [21]. Il a été choisi car il permet un ajustement d'impédance *in situ*. Le circuit comporte une bobine L en parallèle avec le PCQ, représenté par une résistance R , et un condensateur à capacité variable C_v en série. La carte de circuit imprimé ainsi que l'échantillon et le porte-échantillon introduisent une capacité parasite K qui s'ajoute en parallèle au circuit. Les pertes des composantes physiques ajoutent une résistance supplémentaire r . L'influence de chacun de ces éléments sur la réflexion sera présentée en détail dans cette section.

Circuit RLK

Supposons d'abord que le circuit résonant est simplement un circuit RLK parallèle comme celui de la figure 1.8a. Son impédance dépend de ses composantes et de la fréquence du signal ω . Elle est donnée par

$$Z = \left(\frac{1}{R} + i\omega K + \frac{1}{i\omega L} \right)^{-1}. \quad (1.11)$$

On considère que les lignes RF ont une impédance de 50Ω . La réflexion du signal RF est donnée par la formule suivante

$$|\Gamma| = \frac{|Z - 50\Omega|}{|Z + 50\Omega|}. \quad (1.12)$$

Si on représente la réflexion en fonction de la fréquence d'excitation ω , pour des valeurs fixes de R , L et K , on obtient une courbe qui a l'allure de celles représentées à la figure 1.9a, c'est-à-dire une réflexion de 1 partout sauf près de la fréquence de résonance. La fréquence de résonance est la fréquence à laquelle le signal est transmis ($\Gamma = 0$) à travers le circuit résonant. Il y a résonance lorsque la condition $Z \approx 50 \Omega$ est remplie. La fréquence de résonance d'un circuit RLK est donnée par

$$\omega = 2\pi f = 1/\sqrt{LK}. \quad (1.13)$$

Plus Z est près de 50Ω , plus la réflexion à la résonance s'approche d'une valeur nulle. On parle alors d'une bonne adaptation des impédances. Cela a typiquement une influence sur le facteur de qualité qui sera alors plus grand.

En choisissant une valeur appropriée de L , on peut obtenir une fréquence de résonance dans la plage qui nous intéresse et un bon facteur de qualité. Dans ce cas-ci, on vise autour de 150 à 300 MHz pour la fréquence de résonance. Ce sont les fréquences utilisées typiquement

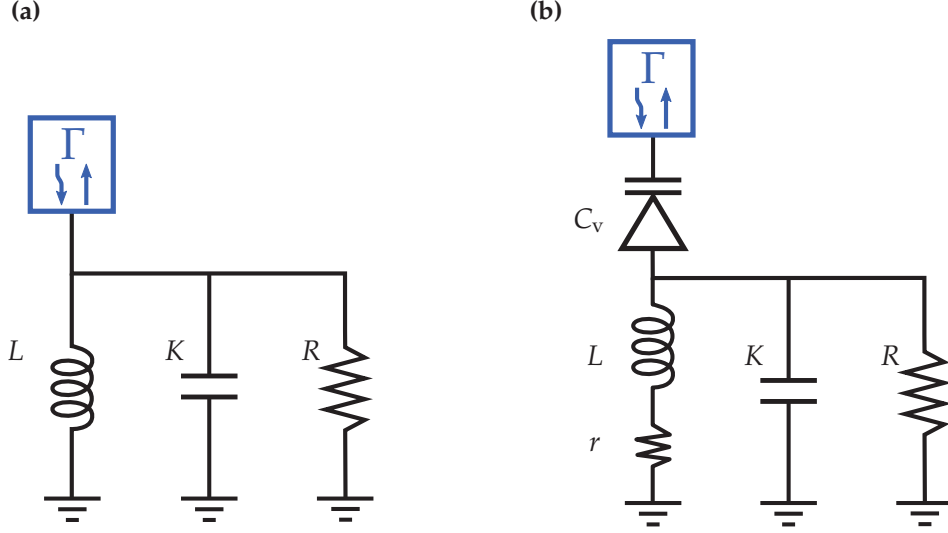


FIGURE 1.8 (a) Circuit RLK. (b) Circuit RLK- C_v avec pertes.

dans les circuits RF adaptés aux boîtes quantiques [18, 19]. On se rappelle que la valeur de K est fixe et on verra à la section 2.2.1 qu'elle est de 5.4 pF. On choisit donc une bobine dont l'inductance L sera entre 50 et 200 nH. Pour bien visualiser l'influence de L sur le facteur de qualité, la réflexion en fonction de la fréquence pour différentes valeurs d'inductance est tracée à la figure 1.9a avec R et K constants. Le facteur de qualité est maximal pour une valeur de $L = 90$ nH.

À la résonance, la réflectivité a une forte dépendance en R , comme on peut voir sur la figure 1.9b. C'est justement cet aspect qui nous intéresse. Le facteur de qualité du pic de résonance dépend de la conductance du PCQ. Idéalement, on veut que la résonance soit le plus près possible de zéro (Q grand) lorsque le PCQ est à son point d'opération ($G = 0.25 \times e^2/h$). On sait qu'à ce point, la résistance du PCQ sera d'environ 25 k Ω .

Effet des pertes

Avant d'arrêter complètement le choix de L , il ne faut pas oublier qu'il y a aussi des pertes dans le circuit qui seront représentées dans le modèle par une résistance additionnelle en série avec la bobine. L'impédance du circuit devient donc

$$Z = \left(\frac{1}{R} + i\omega C_p + \frac{1}{i\omega L + r} \right)^{-1}. \quad (1.14)$$

Cette résistance supplémentaire affecte elle aussi le facteur de qualité de la résonance, comme on peut l'observer à la figure 1.9c.

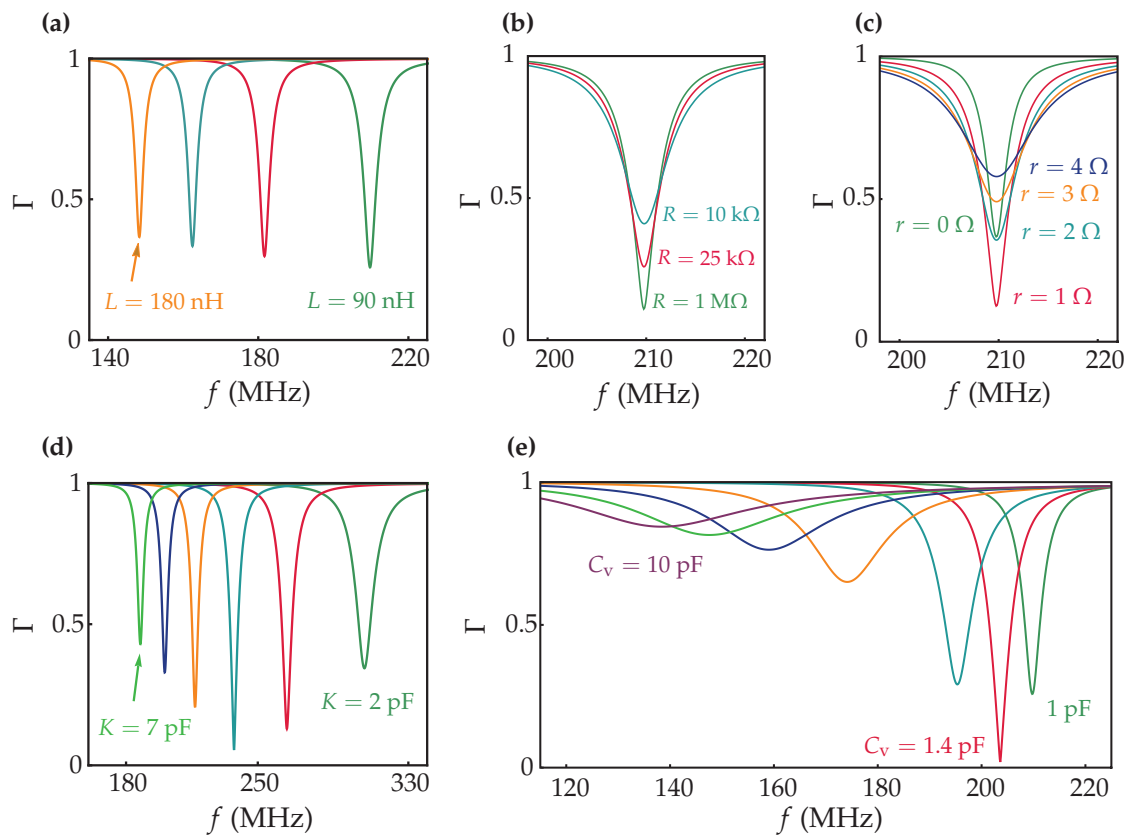


FIGURE 1.9 Simulation du circuit RLK- C_v présenté à la figure 1.8b. La réflexion est calculée en fonction de la fréquence à l'aide de l'impédance du circuit (équation 1.15). On voit l'effet de chacun des composants sur la fréquence de résonance et sur le facteur de qualité. Les valeurs fixes utilisées pour la simulation sont $L = 90$ nH, $K = 5.4$ pF, $R = 25$ k Ω , $r = 1.5$ Ω , $C_v = 1$ pF. **(a)** L est varié de 90 nH à 180 nH par incrément de 30 nH. **(b)** R prend les valeurs de 10 k Ω , 25 k Ω et 1 M Ω . **(c)** r est varié de 0 à 4 Ω par incrément de 1. **(d)** K est varié de 2 à 7 pF par incrément de 1. **(e)** Le condensateur variable prend les valeurs 1, 1.4, 2, 4, 6, 8 et 10 pF. Ici, le meilleur ajustement d'impédance a lieu à $C_v = 1.4$ pF, la courbe rouge.

Les pertes posent un problème pour l'adaptation d'impédance, car elles dépendent de la température. Les dispositifs requièrent des températures cryogéniques, et donc le circuit résonant est lui aussi refroidi. Une bonne adaptation des impédances via la valeur de la bobine L à température pièce n'est pas du tout garante d'un bon accord à température cryogénique. Il est laborieux d'essayer d'obtenir un bon facteur de qualité à basse température en essayant différentes valeurs de L à l'aveugle. De plus, des dispositifs différents même s'il s'agit du même design de DBQ affectent différemment les pertes. L'adaptation d'impédance optimale est donc difficile à atteindre avec le circuit RLK seul.

Condensateur à capacité variable

La solution à ce problème a été introduite par Thomas Müller [21] et il s'agit d'intégrer une composante supplémentaire dont la valeur pourra être variée à distance au moyen d'une source de tension. La composante en question est un condensateur à capacité variable aussi appelé diode varicap. Un condensateur variable est en réalité une diode qui est opérée dans son régime de tension négative où aucun courant ne passe. Avec la tension appliquée aux bornes, il y aura un effet d'accumulation de charge de part et d'autre de la diode. C'est donc un condensateur effectif et différentes tensions permettent d'obtenir différentes capacités effectives. Toutes les diodes sont des condensateurs variables, mais seulement celles appelées diode varicap sont calibrées dans le but d'obtenir les capacités attendues.

La figure 1.8b illustre le condensateur à capacité variable intégré en série avec le circuit résonant. Il est en série, car on veut pouvoir appliquer une tension aux bornes du condensateur sans influencer la tension appliquée au PCQ. L'impédance de ce nouveau circuit est la suivante

$$Z = \frac{-i}{\omega C_v} + \left(\frac{1}{R} + i\omega K + \frac{1}{i\omega L + r} \right)^{-1}, \quad (1.15)$$

avec comme fréquence de résonance

$$\omega \approx 1 / \sqrt{L(C_v + K)}. \quad (1.16)$$

On peut voir à la figure 1.9e l'influence de la capacité variable sur la réflexion du signal. Avec un condensateur allant de 2 à 11 pF, la plage en fréquence couverte est de plus de 90 MHz. La thèse de Thomas Müller suggère plutôt un condensateur variable de 0.1 à 1 pF. Nous montrerons à la section 3.1.1 qu'une large plage de capacité est nécessaire à l'adaptation d'impédance d'un nouveau dispositif.

La figure 1.10 présente la réflexion en fonction de la résistance du détecteur de charge, à la fréquence de résonance, pour différentes valeurs de C_v . En augmentant la capacité

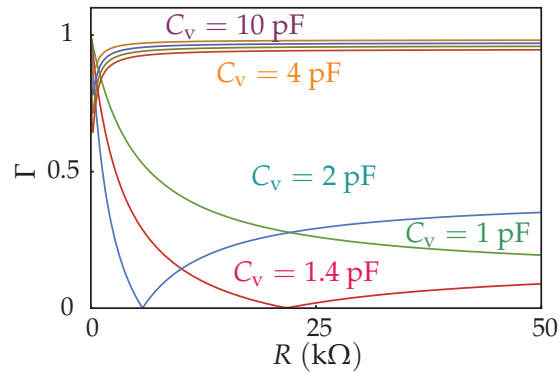


FIGURE 1.10 Simulation de la réflexion en fonction de la résistance du détecteur, à fréquence de résonance, pour différentes valeurs de $C_v = 1, 1.4, 2, 4, 6, 8, 10$ pF.

variable, la valeur de R pour laquelle l'adaptation d'impédance est optimale est diminuée. À $C_v = 1$ pF c'est R infini, à $C_v = 1.4$ pF c'est $R = 22$ k Ω et à $C_v = 4$ pF et plus, l'adaptation d'impédance optimale se fait à $R = 0$ k Ω . On souhaite travailler à un endroit où la réflexion varie grandement en fonction de la résistance, on doit donc choisir un C_v en conséquence.

Cette section sur la théorie du circuit de résonance clôt le chapitre sur les aspects théoriques du projet de détection de charge radiofréquence. Le prochain chapitre porte sur la réalisation expérimentale des nanostructures et du montage permettant la détection de charge en courant continu et en radiofréquence.

Chapitre 2

Aspects expérimentaux

Dans ce chapitre, les aspects expérimentaux du projet de détection de charge radiofréquence sont présentés. On traite d'abord du fonctionnement et de la fabrication des deux dispositifs de doubles boîtes quantiques utilisés : en arséniure de gallium et en silicium. On introduit ensuite tous les éléments des circuits de détection de charge DC et RF.

2.1 Dispositifs de doubles boîtes quantiques

Les doubles boîtes quantiques latérales sont composées d'un substrat semi-conducteur dans lequel il y a formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons (GE2D). Des grilles électrostatiques métalliques sont ajoutées par-dessus le substrat pour former la boîte avec l'application de tensions négatives. Dans le cadre des travaux présentés ici, on utilise deux grandes familles de semi-conducteurs : l'arséniure de gallium et le silicium. Historiquement, les travaux sur les DBQs ont débuté avec l'arséniure de gallium qui, grâce à sa structure cristalline très pure et robuste, permet d'obtenir une grande mobilité électronique. Par contre, le temps de cohérence est limité dans le GaAs. En effet, les spins nucléaires non nuls du GaAs, qui sont organisés de façon aléatoire, modifient le champ magnétique effectif sur l'électron via l'interaction hyperfine [11]. Le silicium naturel quant à lui contient seulement 5 % d'isotopes de spin non nul [12]. À ce jour, les travaux sur les BQs en silicium sont moins avancés que pour le GaAs, mais de plus en plus de groupes de recherche s'y intéressent.

2.1.1 Dispositifs en arséniure de gallium

Les substrats d'arséniure de gallium proviennent de l'Institut des Sciences des Microstructures du Conseil National de Recherche du Canada (CNRC). Ils sont composés d'un assemblage de couches de GaAs et d'AlGaAs dopé au silicium. Lorsque l'on met ces deux matériaux en contact, les électrons de l'AlGaAs traversent vers le GaAs, laissant une zone

chargée positivement derrière eux. Cette zone attire les électrons du GaAs qui restent piégés à l'interface. D'un point de vue de la structure de bande, le gap de l'AlGaAs est plus grand que celui du GaAs. La zone de potentiel positif courbe les bandes de sorte qu'il se crée une marche de potentiel qui croise le niveau de Fermi entre l'AlGaAs et le GaAs. Il se forme alors une couche d'électrons dans le plan de l'interface, le GE2D.

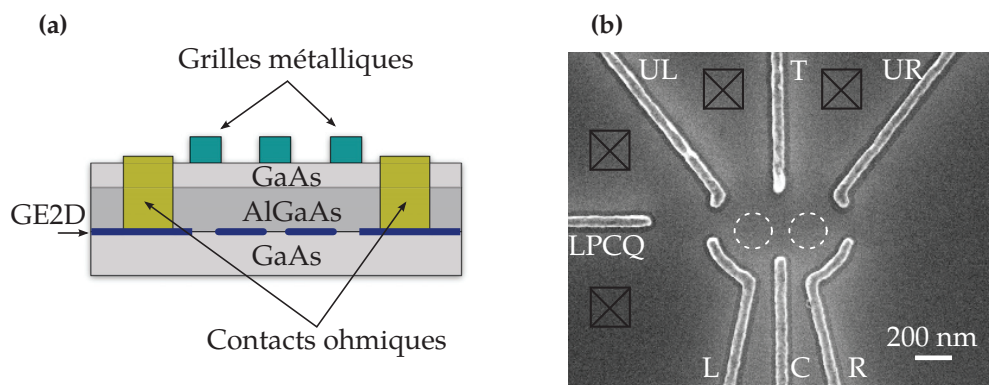


FIGURE 2.1 (a) Schéma en coupe du dispositif de DBQ en GaAs. (b) Photographie du dispositif vu de haut. Les symboles \boxtimes représentent les contacts ohmiques. Il y en a deux pour la source et le drain de la DBQ et deux pour le détecteur PCQ. La géométrie des grilles électrostatiques permet de former deux boîtes quantiques en pointillé et un détecteur PCQ à gauche.

L'ajout de grilles électrostatiques et de contacts ohmiques en vue de définir la DBQ latérale a été effectué à l'Université de Sherbrooke par Julien Camirand Lemyre, étudiant au doctorat [25]. Une vue en coupe du dispositif fini est présentée à la figure 2.1a. Le rôle des contacts ohmiques est d'accéder au GE2D. Une tension négative appliquée sur les grilles entraîne l'appauvrissement en électrons du GE2D. Les grilles sont disposées de façon à former une double boîte quantique avec un détecteur de charge de type PCQ sur le côté gauche, comme illustré à la figure 2.1b.

2.1.2 Dispositifs en silicium

Les dispositifs de silicium sont de type MOSFET (*Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor*). Ils sont conçus à l'Université de Sherbrooke et fabriqués aux Sandia National Laboratories, au Nouveau-Mexique par l'équipe de Malcolm S. Carrol [28]. Il n'est pas possible de montrer une image du dispositif, car il fait l'objet d'une déclaration d'invention à l'Université de Sherbrooke.

Dans ce type de dispositifs, la formation du GE2D a lieu à l'interface d'une couche de silicium et de dioxyde de silicium (SiO_2). La boîte quantique est définie par des grilles électrostatiques d'appauvrissement et des contacts ohmiques au même titre que les dispositifs

de GaAs. Par contre, la formation du GE2D nécessite l'application d'une tension positive sur une ou des grilles d'accumulation qui sont posées sur le dessus du substrat, afin d'attirer les électrons à l'interface. Pour le dispositif utilisé, un détecteur de type SET est placé à droite de la double boîte quantique.

2.2 Montages expérimentaux

Les propriétés des doubles boîtes quantiques latérales, comme le blocage de Coulomb et la quantification de la conductance, ne peuvent être observées qu'à température cryogénique. Pour ce faire, les expériences sont réalisées dans un réfrigérateur à dilution BlueFors à température de base de 8 mK. Cette section décrit en détail les circuits de détection de charge DC et RF. On introduit d'abord la carte de circuit imprimé qui contient des éléments des circuits DC et RF. Ensuite, on traite des lignes et de l'instrumentation du circuit DC puis finalement du circuit RF.

2.2.1 Carte de circuit imprimé

Le circuit de résonance est constitué de composantes montables en surface sur une carte de circuit imprimé aussi appelée PCB, pour *printed circuit board*. Cette carte sert également de lien entre les lignes RF et DC et l'échantillon. Les composantes du PCB peuvent être regroupées en quatre catégories : le porte-échantillon, la ligne RF du circuit de résonance, les lignes RF menant à des grilles et les lignes DC. Ces éléments sont présentés aux figures 2.2a et 2.2b.

Le dispositif est collé sur la partie mâle d'un porte-échantillon à 19 connecteurs. Les grilles et contacts ohmiques sont reliés aux connecteurs par microsoudure d'un fil d'or. La partie femelle du porte-échantillon se trouve au centre du PCB. Une ligne RF et une ligne DC sont associées à 4 des connecteurs. Les lignes sont séparées par des *bias tees*. Un *bias tee* est un circuit à trois ports en forme de T avec une bobine sur le port 1 et un condensateur sur le port 2. Ainsi, le port 1 laisse passer un signal DC uniquement, le port 2 un signal RF et le port 3 les deux signaux.

Le circuit de résonance est formé d'une bobine L de 180 nH, de chez Epcos **SIMID 0805-F** (L21 sur la figure 2.2a), d'un condensateur à capacité variable C_v , de chez Ma-Com, allant de 10.5 pF à 2 pF **MA46H073-1056** (VC21) et de la capacité parasite K du PCB évaluée à 5.4 pF. Les composantes ont été choisies en s'inspirant de la thèse de Thomas Müller [29] pour obtenir une fréquence de résonance dans la centaine de MHz. Les deux composantes C_v et L sont placées sur la ligne RF 16 qui mène à un contact ohmique du détecteur de charge de la DBQ. La ligne DC 16, séparée par un *bias tee* permet d'appliquer un biais DC sur le

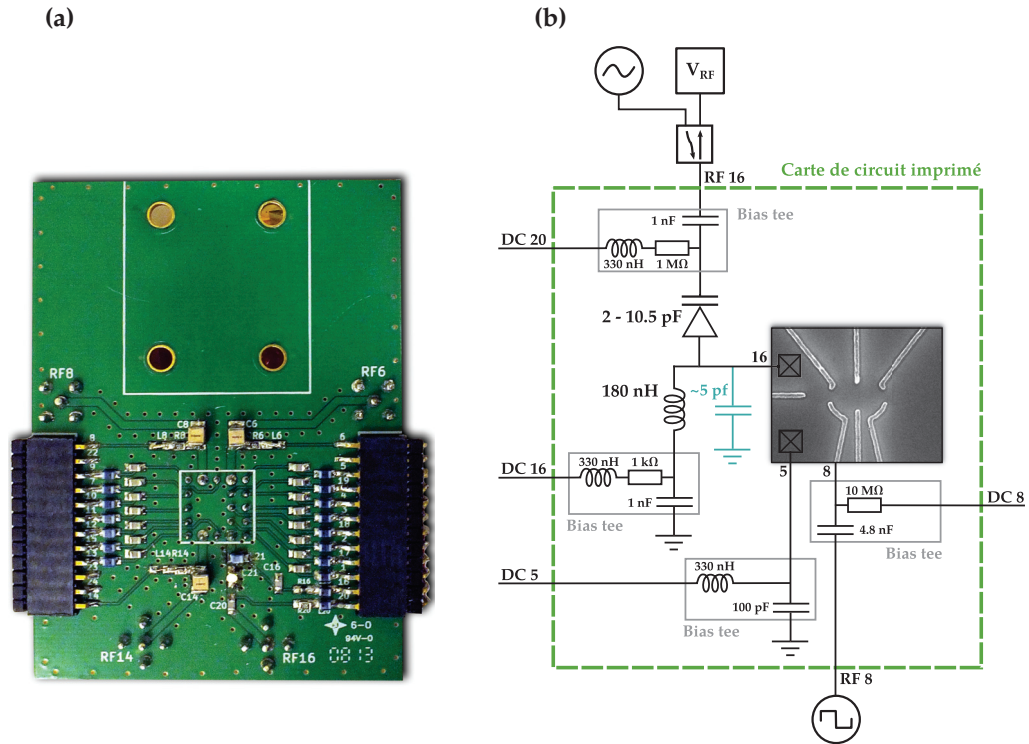


FIGURE 2.2 Photo et schéma de la carte de circuit imprimé

contact ohmique. L'alimentation en tension de la capacité variable se fait via la ligne DC 20, reliée à la ligne RF 16 par un *bias tee*.

Trois autres lignes RF ont été installées pour les contacts 3, 6 et 8. Ces lignes ont pour but de moduler à haute fréquence la tension des grilles de contrôle du dispositif. Ces lignes RF sont séparées des lignes DC par des *bias tees*. Toutes les autres lignes DC sont également munies de *bias tees* et la composante RF est mise à la masse.

Capacité parasite

Le circuit imprimé possède une capacité parasite qui s'ajoute aux composantes physiques du circuit de résonance. On présente ici une série de mesures qui permet de l'estimer. Le condensateur variable C_v est remplacé par différents condensateurs à valeurs fixes connues et une résistance de $25 \text{ k}\Omega$ est installée sur le porte-échantillon. Pour chaque nouveau condensateur, la fréquence de résonance est mesurée. Sachant avec l'équation 1.16 que la fréquence de résonance est donnée par $f = 1/2\pi\sqrt{L(C_v + K)}$, on peut extraire la capacité parasite K . L'analyse est présentée à la figure 2.3a. À température pièce, on obtient $K = 4 \pm 0.3 \text{ pF}$. La même expérience à $T = 2 \text{ K}$ permet d'obtenir $K = 3.7 \pm 0.3 \text{ pF}$. La température ne

change donc pas beaucoup la valeur de la composante parasite.

Il y a une capacité parasite supplémentaire lorsqu'on connecte un dispositif de double boîte quantique au circuit plutôt que la résistance de 25 k Ω . L'analyse est présentée à la figure 2.3b. On obtient une valeur de $K = 5.4 \pm 0.3$ pF à $T = 2$ K. On peut donc associer une capacité parasite de ~ 1.4 pF au dispositif.

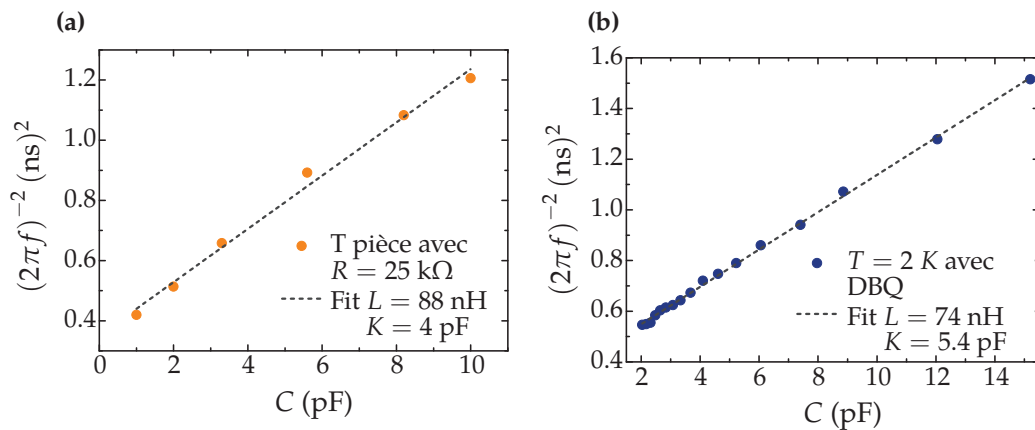


FIGURE 2.3 Inverse au carré de la fréquence de résonance en fonction de la capacité du condensateur variable, pour (a) une résistance de 25 k Ω à température pièce et (b) un dispositif de DBQ à $T = 2$ K. Les lissages linéaires permettent d'estimer la capacité parasite K et l'inductance L du système.

Condensateur variable

Le condensateur variable est aussi appelé diode varicap ou varactor. Il s'agit d'une diode qui, opérée dans le régime où elle ne conduit pas de courant, se comporte comme un condensateur. La figure 2.4a illustre le circuit équivalent du condensateur variable en GaAs MA46H073-1056. En plus de la composante à capacité variable, il comprend une capacité parasite $C_p = 0.15$ pF et une inductance $L_S = 0.45$ nH.

Pour caractériser expérimentalement le comportement du condensateur variable, des mesures de fréquence de résonance sont effectuées pour différentes tensions aux bornes V_{cv} . Les valeurs de L et K trouvées précédemment permettent d'associer une valeur de capacité C_v à chaque fréquence de résonance. La capacité du condensateur variable peut donc être donnée en fonction de la tension aux bornes. À la figure 2.4b, les valeurs du fabricant sont comparées avec les résultats à température pièce et à basse température. On peut conclure que le condensateur varie à basse température de 10.2 pF à 0 V jusqu'à 1.8 pF à 15 V. Selon le fabricant, la valeur maximale de tension est de 20 V, par contre la trace en fréquence devient souvent instable à plus de 17 V. Le circuit est probablement affecté par des effets de chauffage. Au besoin, on peut appliquer une tension négative jusqu'à -1.5 V, correspondant

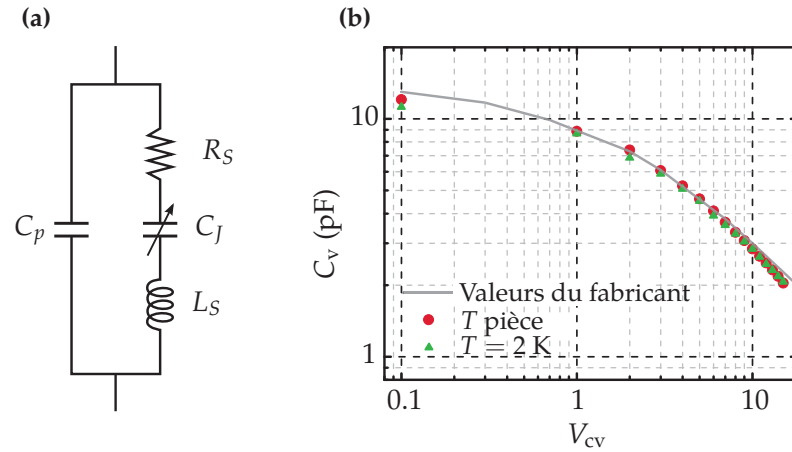


FIGURE 2.4 (a) Circuit équivalent du condensateur à capacité variable MA46H073-1056. (b) Capacité du condensateur variable en fonction de la tension appliquée à ses bornes. La ligne pleine grise représente les valeurs du fabricant, en rouge les valeurs mesurées à température pièce et en vert à $T = 2$ K.

à $C_v = 11$ pF sans qu'il y ait de courant au travers de la diode.

2.2.2 Circuit DC

La figure 2.5 présente un schéma exhaustif des montages DC et RF du réfrigérateur à dilution. Tous les éléments traités dans la présente section et la suivante s'y retrouvent. On note d'abord que les expériences sont contrôlées par ordinateur avec Labview. La communication avec les appareils suit différents protocoles (GPIB, Éthernet, signaux optiques). Le programme Labview FMA gère le flux de données entrant et sortant.

Le montage pour les mesures DC est illustré en gris à la figure 2.5. Il y a 24 lignes DC qui descendent dans le réfrigérateur. Les lignes 1 à 19 passent par le PCB pour se connecter aux grilles et contacts ohmiques de l'échantillon. La ligne 20 est pour le contrôle de la capacité variable. Les autres lignes sont inutilisées. Les lignes sont ancrées thermiquement à chaque étage du réfrigérateur à l'aide de filtres thermocoax, pour éviter de réchauffer le dispositif. Sur le doigt froid, les lignes passent par des filtres RC passe-bas de capacité 10 nF et d'une résistance. Cette résistance est de 1 M Ω si la ligne est connectée à une grille et de 1 k Ω pour un contact ohmique. Les fréquences de coupure de ces filtres sont respectivement 15 Hz et 15 kHz.

Les tensions appliquées à l'échantillon via les lignes DC sont générées par le **IV-VI Bias-DAC**, un module conçu et fabriqué à l'Université de technologie de Delft. Ce module communique avec l'ordinateur par fibre optique. L'alimentation se fait par batterie et le module est mis à la masse propre du réfrigérateur, qui est découplée de la masse du bâtiment

et des autres appareils. Le IV-VI comprend 24 sources de tension pour le contrôle des grilles et des modules Iso-Amp (amplificateur à isolation) pour le contrôle et la lecture de la source et du drain. La technique de mesure est la conductance différentielle. La source de tension est un amplificateur synchrone **SR830** externe qui produit un signal alternatif à basse fréquence (17 Hz) qui est envoyé dans le module Iso-Amp de contrôle. Le module sert à découpler électriquement l'amplificateur synchrone des lignes DC. Pour ce faire, il transforme le signal électrique en photons à l'aide d'une DEL. Les photons sont ensuite détectés par un photodétecteur, qui reproduira le signal électrique. Le module Iso-Amp atténue les signaux d'un facteur 0.1 à 100 mV. Le signal passe dans un atténuateur supplémentaire de facteur 0.01 avant d'atteindre la ligne DC qui se rend à l'échantillon. Pour la lecture du courant passant par le drain, le signal passe par un convertisseur I-V puis dans un autre module Iso-Amp pour être mesuré par l'amplificateur synchrone.

2.2.3 Circuit RF

Il y a 4 lignes RF qui permettent d'accéder à l'échantillon. Elles sont formées de câbles coaxiaux en acier inoxydable. L'acier inoxydable a une faible conductivité thermique, ce qui est primordial pour travailler à basse température. Des atténuateurs sont placés sur les lignes RF à chaque étage du réfrigérateur pour servir d'ancrage thermique. Les atténuateurs sont des Mini-Circuit **BW-SxxW2+** (les xx correspondent à la valeur de l'atténuation en dB) pour les températures supérieures à 1 K et pour les températures plus basses ce sont des atténuateurs cryogéniques XMA corp **2782-6426-xx-CRYO**. Leurs valeurs et emplacements sont illustrés à la figure 2.5. La ligne 1 sert à envoyer le signal RF à l'échantillon pour la réflectométrie. Elle comporte une atténuation totale de -64 dB. Le signal passe par la ligne couplée d'un coupleur directionnel Mini-Circuit **ZX30-17-5-s+** avant d'atteindre le PCB. Le coupleur est situé sur l'étage de la chambre de mixage (MC) au-dessus de l'aimant, car il ne tolère pas les champs magnétiques élevés. Le signal atteint finalement le port RF 16 du PCB où il est réfléchi par le circuit résonant. Le signal réfléchi passe la ligne principale du coupleur directionnel et sort du réfrigérateur en passant par la ligne 2. La ligne 2 comprend des atténuateurs faibles de -1 dB, car une trop grande atténuation du signal réfléchi a pour résultat de réduire le rapport signal sur bruit.

Le circuit RF sur la ligne de retour (ligne 2) comprend trois amplificateurs. Le premier, et le plus important, est un amplificateur cryogénique à faible bruit en SiGe, **CITFL1** fabriqué à Caltech. Il est alimenté par une source à batterie de 2.5 V et a une amplification de + 47 dB s'il est opéré à $T = 4$ K. Sa bande passante est de 0.001 à 1.5 GHz. Sa température de bruit est de 5 K. Les deux amplificateurs à température pièce sont : un amplificateur de +27 dB de bande passante 0.1 à 500 MHz de chez Mini-Circuit **ZFL-500LN+** à la sortie du cryostat et un amplificateur DC Stanford Research **SR 560** après que le signal soit démodulé par le



FIGURE 2.5 Schéma des circuits RF (en noir) et DC (en gris) dans le réfrigérateur à dilution Blue Fors.

circuit de démodulation. L'amplificateur DC est à gain variable et est également muni de filtres ajustables.

Les lignes 3 et 4 servent à accéder à deux grilles de contrôle du dispositif. Plusieurs expériences nécessitent l'application de pulses haute fréquence sur une ou plusieurs grilles. Les lignes possèdent une atténuation totale de -27 dB. Les pulses haute fréquence sont générés par le générateur de signal arbitraire Tektronix **AWG-5014C**.

Démodulation RF

Le circuit de démodulation est essentiel pour effectuer des mesures rapides. Le circuit de réflectométrie envoie un signal AC à l'échantillon via la ligne 1. Le signal réfléchi revient par la ligne 2. Le principe de la démodulation est de multiplier le signal de la source et de la réflexion. Le résultat est un signal DC correspondant à l'amplitude du signal réfléchi. La figure 2.6 illustre le circuit de démodulation. Un signal sinusoïdal est généré par la source Agilent **N5183** à la fréquence de résonance du circuit. Le signal passe par un coupleur directionnel Mini-Circuit **ZEDC 15-2B**, qui envoie le signal d'une part au circuit résonant et d'autre part vers le mixeur RF Mini-Circuit **ZP-3MH-S+**. Le mixeur a trois ports : LO, l'entrée de la source, RF, le signal RF d'entrée et IF, le signal de sortie. Un mixeur multiplie les deux signaux d'entrée. Pour des signaux parfaitement sinusoïdaux de fréquence f_1 pour la source et f_2 pour le signal RF, le signal de sortie contiendra les deux fréquences $f_1 + f_2$ et $f_1 - f_2$. Dans notre cas, $f_1 = f_2$ et donc, la composante de fréquence $f_1 - f_2$ du signal de sortie est DC. Un filtre passe-bas de 1.9 MHz permet de recueillir seulement la portion DC du signal. Le signal est lu par un convertisseur analogue à digital rapide le **AD-WIN II**, ou bien un oscilloscope Agilent **DSO-9254A**. On ajoute d'autres filtres passe-bas et passe-haut avant le mixeur pour diminuer le bruit aux fréquences qui ne nous intéressent pas.

Il faut aussi considérer que la différence de parcours des deux signaux d'entrée du mixeur causera une phase relative. Si les deux signaux sont en phase, on aura une amplitude maximale du signal démodulé. Par contre, si la différence de phase est de 180 degrés, l'amplitude sera 0. On souhaite avoir toujours une amplitude maximale, on ajoute donc un déphaseur au circuit, sur la ligne 1, qui permettra d'ajuster la phase sur 180 degrés via une tension. On s'est procuré deux déphaseurs de chez Pulsar Microwave corp. : le **SO-06-411** avec comme plage 150 MHz à 280 MHz et le **SO-05-411** avec 100 MHz à 190 MHz. Ils ont été choisis en fonction de la plage de fréquences de résonance accessible avec notre capacité variable qui est de 125 MHz à 180 MHz.

Deux alternatives au circuit de démodulation ont été utilisées pour quelques-unes des mesures présentées au chapitre suivant. Premièrement, il y a un analyseur vectoriel Agilent **N5230C**. Il joue le rôle de la source, la démodulation et l'instrument de mesure, mais n'est pas conçu pour des mesures en temps. Deuxièmement, il est possible d'effectuer le mixage

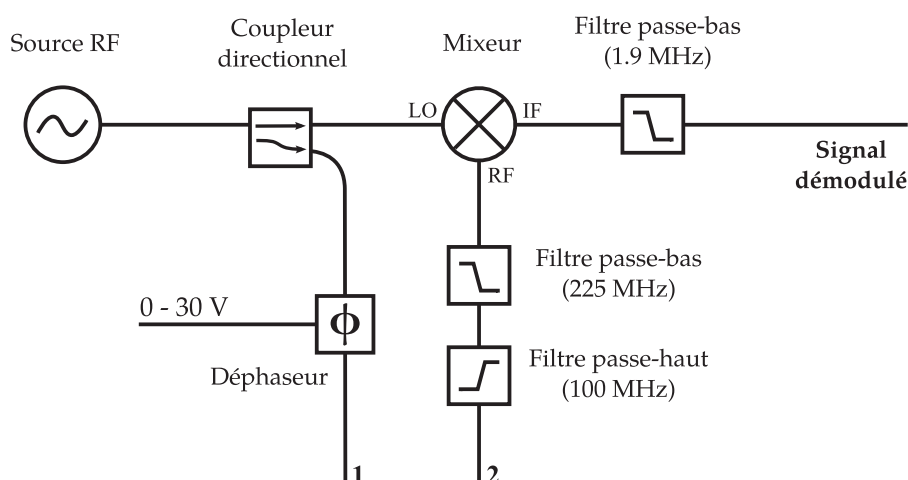


FIGURE 2.6 Circuit de démodulation

et le filtre passe-bas numériquement avec l'oscilloscope. La méthode la plus rapide reste le circuit de démodulation.

Analyse du spectre du signal radiofréquence

La figure 2.7 présente le spectre du signal réfléchi recueilli à la sortie de la ligne 2 du montage après le premier amplificateur à température pièce, après démodulation (à gauche) et avant (à droite). La fréquence d'excitation est de 140 MHz. On constate premièrement que la démodulation fonctionne bien. La décroissance du niveau de bruit dans la figure de gauche est due au filtre passe-bas de 1.9 MHz présent à la sortie du circuit de démodulation. Dans la figure de droite, on remarque une oscillation du fond de bruit à fréquence autre que la fréquence d'excitation. Ces oscillations sont probablement dues à des ondes planes dans le circuit causées par des réflexions indésirables. La densité spectrale de bruit hors fréquence d'excitation et sans l'amplificateur à température pièce est de $23.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. En tenant compte du gain de l'amplificateur cryogénique, cela correspond à une densité spectrale de $132 \text{ pV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à l'échantillon. La densité spectrale correspond à une température de bruit de 6.3 K. En comparaison, le bruit de l'amplificateur cryogénique est de 5 K. On peut conclure que la principale source de bruit est l'amplificateur cryogénique. Le bruit supplémentaire est très faible, ce qui est une bonne chose. Il peut être le résultat soit des instruments de mesures, de la température des lignes RF ou du bruit intrinsèque au dispositif (bruit de grenaille, thermique, $1/f$, etc.).

Le présent chapitre a traité des dispositifs, des composants électroniques, des circuits et de l'instrumentation nécessaires à la réalisation du projet de détection de charge radiofréquence. On a également montré que la capacité parasite du circuit résonant est de 5.4 pF, et

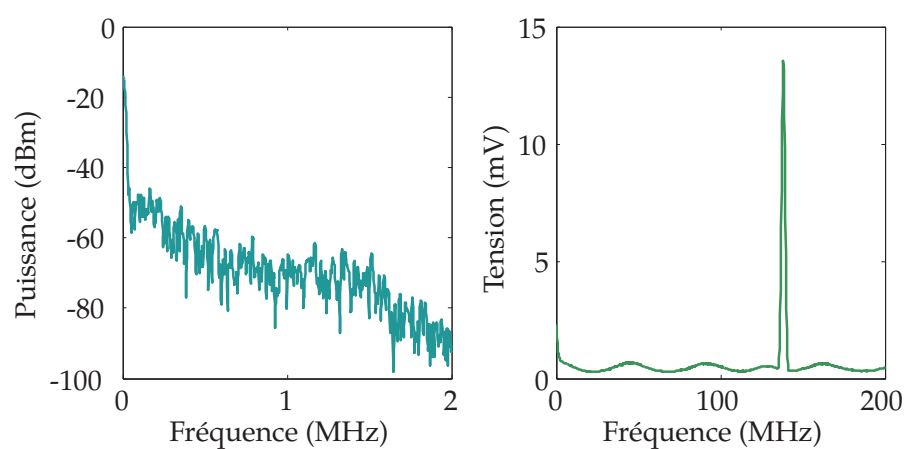


FIGURE 2.7 À gauche : Spectre du signal réfléchi, après démodulation. À droite : avant démodulation.

que le bruit du système est largement dominé par l'amplificateur cryogénique. Le prochain chapitre porte sur la caractérisation expérimentale des performances du circuit que nous venons de décrire.

Chapitre 3

Caractérisation du circuit de détection de charge radiofréquence

Dans ce chapitre, on présente les résultats expérimentaux concernant la caractérisation du circuit de détection de charge radiofréquence. Ce chapitre se veut également une référence pour l'optimisation des paramètres dont il faut tenir compte pour obtenir une bonne qualité de signal. Ces paramètres sont : la capacité du condensateur variable, la conductance du détecteur de charge ainsi que la puissance et la fréquence du signal RF.

La première section discute de résultats préliminaires obtenus avec deux dispositifs distincts : le premier en arséniure de gallium avec un PCQ comme détecteur de charge et le second en silicium avec un SET. Ces résultats permettent une première optimisation des paramètres importants. La formation d'une double boîte quantique n'étant pas possible avec le dispositif de GaAs, à cause de défauts de fabrication, les expériences sont poursuivies avec le dispositif de silicium uniquement. On montre dans la deuxième section que l'on a pu prendre des diagrammes de stabilité avec le circuit radiofréquence. Le diagramme de stabilité permet de repérer facilement des transitions de charge sur lesquelles on se positionne pour faire des mesures résolues en temps, présentées à la troisième section. Le rapport signal sur bruit de ces mesures résolues en temps rend possible une deuxième optimisation des paramètres, plus fine cette fois. À la dernière section, on obtient la sensibilité de charge, une valeur qui permet de comparer notre système avec ceux étudiés dans la littérature. On pourra finalement tirer quelques conclusions qui mèneront à des suggestions, autant pour améliorer le circuit RF que pour mieux adapter les futurs dispositifs à la détection RF.

3.1 Caractérisation du circuit

Deux dispositifs distincts sont utilisés pour obtenir les résultats préliminaires : un dispositif en arséniure de gallium avec un PCQ comme détecteur de charge (GaAs-PCQ) et un dispositif en silicium avec un SET (Si-SET). La figure 3.1 présente les courbes de la conductance (G) des détecteurs en fonction de leur tension de grille respective (SETL et LPCQ). La courbe du PCQ présente bien les plateaux de conductance aux multiples de $2e^2/h$ et la courbe du SET présente les pics de Coulomb caractéristiques.

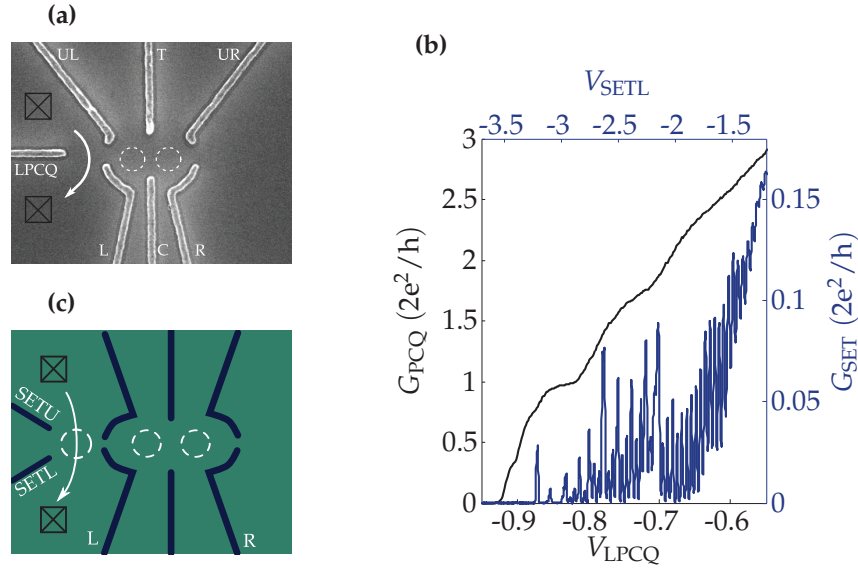


FIGURE 3.1 (a) Dispositif de GaAs avec PCQ. (c) Caricature du dispositif de Si avec SET. (b) Courbe de conductance du PCQ (en gris) et du SET (en bleu) en fonction de leur tension de grille respective. Les courbes sont obtenues avec le circuit DC et la conductance est évaluée à partir du courant mesuré et de la tension source-drain appliquée avec une correction pour les gains des lignes DC.

On remarque que les valeurs de G pour lesquelles il y a des pics de Coulomb dans le SET sont inférieures à $0.1 \times 2e^2/h$. En comparaison, le RF-SET de Barthel et coll. [14] possède des pics d'une amplitude de $0.2 \times 2e^2/h$. Les pics, comme ils sont plus petits, ont une pente moins prononcée. On verra plus loin que cela compromet le ΔG associé à une détection de charge et du même coup la sensibilité de charge. Ce problème n'est pas présent dans le PCQ qui est standard et toujours opéré autour de $G = 0.25 \times 2e^2/h$ pour la détection.

3.1.1 Capacité du condensateur variable

La première étape d'optimisation du circuit RF est d'obtenir une adaptation d'impédance optimale entre le circuit RF et les lignes à 50Ω à l'aide de la capacité variable. La réflexion

du signal RF en fonction de la fréquence est mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre en variant la tension V_{cv} aux bornes de la capacité variable. La figure 3.2 obtenue avec un dispositif GaAs-PCQ montre que la fréquence de résonance augmente avec V_{cv} et le facteur de qualité varie. L'adaptation d'impédance optimale a lieu à $V_{cv} = 6.6$ V, ce qui correspond à une capacité de 3.9 pF et une fréquence de résonance de 156.80 MHz.

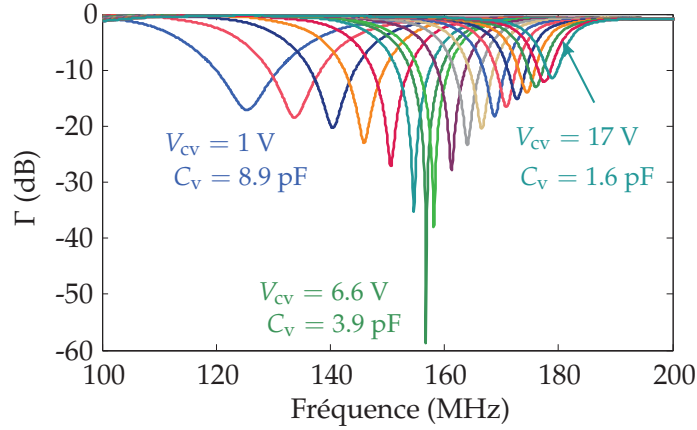


FIGURE 3.2 Courbes de la réflexion en fonction de la fréquence pour différentes tensions aux bornes du condensateur variable de 11 pF avec le dispositif GaAs-PCQ. Les tensions de grille du dispositif sont appliquées pour avoir un détecteur pincé ($G = 0$).

Avec le dispositif Si-SET, l'adaptation d'impédance optimale correspond plutôt à $V_{cv} = 14.3$ V, pour $C_v = 2$ pF et $f_{res} = 179.71$ MHz. Ces courbes de résonance en variant V_{cv} ont été réalisées avec plusieurs dispositifs de GaAs et de Si dont certains comportaient des grilles en titane-or, et d'autres, des grilles en aluminium. On a trouvé que la capacité nécessaire pour une adaptation d'impédance optimale, d'un dispositif à l'autre, variait sur la plage complète du condensateur variable (2 à 11 pF), et ce, même entre dispositifs *a priori* identiques. Le condensateur variable à large plage est donc indispensable pour une adaptation rapide à un nouveau dispositif.

3.1.2 Conductance du détecteur de charge

Dans le cas d'une double boîte quantique, nous savons que la transition d'un électron entre les boîtes correspond à un changement de la conductance du PCQ de $\Delta G = 0.01 \times 2e^2/h$, et possiblement plus grand pour le SET [14]. On veut s'assurer qu'il est possible de détecter un tel ΔG avec notre circuit RF.

La figure 3.3 présente la réflexion du signal RF en fonction de la fréquence, pour différentes valeurs de conductance du détecteur. Les courbes sont obtenues pour le dispositif GaAs-PCQ et pour Si-SET (figure 3.3a et 3.3b). À la résonance, pour le PCQ, la réflexion présente un changement $\Delta\Gamma$ de 13.15 dB pour $G = 0$ à $0.12 \times 2e^2/h$. Pour le SET, la réflexion

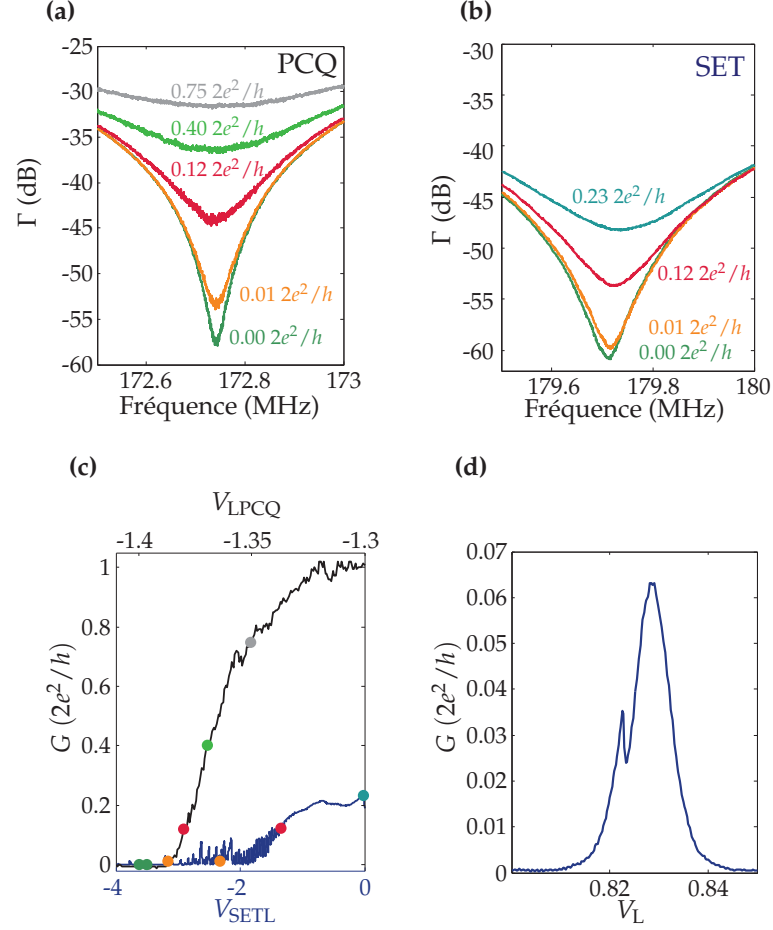


FIGURE 3.3 (a) et (b) Courbes de résonance pour différentes valeurs de conductance, $G = 0, 0.01, 0.12, 0.23, 0.40$ et $0.75 \times 2e^2/h$. La valeur de V_{CV} est choisie pour avoir une adaptation d'impédance optimale à $G = 0$. Le dispositif est GaAs-PCQ pour (a) et Si-SET pour (b). (c) Courbe de la conductance du SET et du PCQ en fonction de leur tension de grille respective. Les points de couleurs correspondent aux courbes de résonance au-dessus. (d) Transition de charge dans un pic de Coulomb du SET.

présente un $\Delta\Gamma$ de seulement 7 dB pour la même plage de G . Le changement de réflexion est donc supérieur pour le dispositif GaAs-PCQ. Le pic de résonance semble plus large pour le SET ce qui pourrait expliquer la différence. Toutefois, il est difficile de dire si cela est dû au matériau, au type de détecteur de charge ou simplement à une adaptation d'impédance qui ne serait pas équivalente.

On peut connaître la variation de conductance ΔG qui sera associée à la détection d'une charge dans la DBQ pour le dispositif Si-SET. La boîte quantique de droite est formée et placée dans le régime où elle ne contient que quelques électrons. La figure 3.3d présente un pic de

Coulomb du SET sur lequel on observe un pli qui correspond à une transition de charge entre la BQ de droite et son réservoir. Cette transition correspond à un $\Delta G = 0.012 \times 2e^2/h$. Ce qui est de l'ordre du $\Delta G = 0.01 \times 2e^2/h$ typique d'un PCQ.

Pour le dispositif Si-SET, l'adaptation d'impédance pour différents niveaux de conductance du SET a fait l'objet d'une investigation plus poussée. La figure 3.4a, présente les courbes de résonances pour différentes valeurs de V_{cv} et de conductance G . On voit qu'à $V_{cv} = 14.6$ et 14.3 V le meilleur facteur de qualité de la résonance correspond au SET fermé. Pour $V_{cv} = 14.0$ V, c'est le SET à mi-conductance qui a le meilleur facteur de qualité et pour $V_{cv} = 13.7$ V, c'est le SET ouvert.

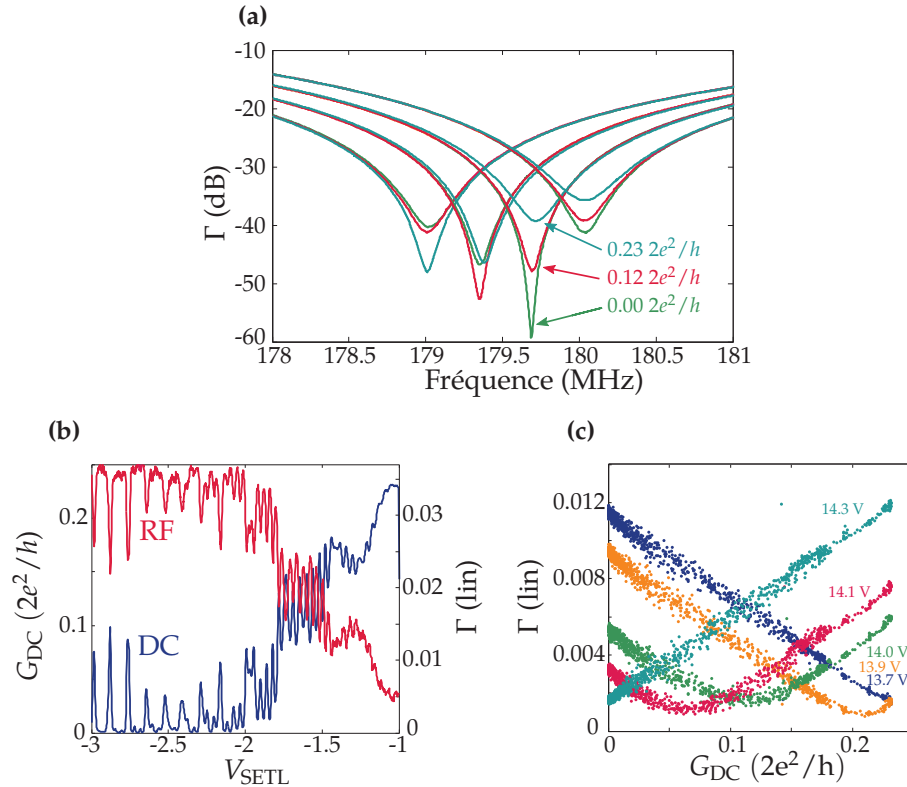


FIGURE 3.4 (a) Courbes de résonance pour différentes conductances du SET ($G = 0, 0.12$ et $0.23 \times 2e^2/h$) et différentes valeurs de V_{cv} (de gauche à droite : $V_{cv} = 13.7, 14.0, 14.3, 14.6$ V). (b) Courbe de la conductance du SET, en fonction de la tension sur la grille SETL. En bleu, mesurée en courant continu. En rouge, mesurée avec la réflexion du signal RF à fréquence 179.05 MHz et $V_{cv} = 13.7$ V. (c) Réflexion en fonction de la conductance du SET.

À la fréquence de résonance, on peut mesurer la conductance du SET via la réflexion RF en fonction de la tension de grille sur le SET. La figure 3.4b présente la courbe mesurée simultanément avec la réflexion RF et en courant continu (DC). La valeur de tension aux bornes de la capacité variable est $V_{cv} = 13.7$ V, pour $f_{res} = 179.01$ MHz. Premièrement,

la courbe RF est à l'envers parce qu'à $V_{cv} = 13.7$ V, l'ajustement d'impédance se fait à conductance maximale (SET ouvert). Deuxièmement, la courbe RF semble présenter plus de bruit à conductance nulle, un régime qu'il faudra probablement éviter.

La figure 3.4c présente la réflexion en fonction de la conductance du SET pour différentes valeurs de V_{cv} . Ces données sont construites à l'aide de courbes RF et DC comme celles qui viennent d'être présentées. Comme à la figure 3.4a, on voit qu'à $V_{cv} = 14.3$ V la réflexion la plus basse est à conductance nulle. Par contre, à $V_{cv} = 13.7$ V la réflexion est la plus basse est à conductance $0.23 \times 2e^2/h$. Les tensions $V_{cv} = 14.1, 14.0$ et 13.9 V présentent le régime intermédiaire. Ce graphique donne beaucoup d'informations sur les valeurs de V_{cv} à prioriser. Une pente prononcée équivaut à un $\Delta\Gamma/\Delta G$ grand, donc à une bonne sensibilité. D'abord, on remarque que pour le régime intermédiaire ($V_{cv} = 14.1, 14.0$ et 13.9 V), la réflexion sera moins sensible à la conductance pour la région où elle est près de 0, car la courbe s'arrondit. On veut donc éviter un tel régime. On priorise des valeurs comme 13.7 V ou 14.3 V. Il faut également éviter d'aller beaucoup plus haut que 14.3 V ou beaucoup plus bas que 13.7 V, car la pente deviendra de moins en moins prononcée. On constate que les pentes sont constantes sur toute la plage de conductance pour $V_{cv} = 13.7$ V et 14.3 V. Il n'y a pas de région de conductance du SET plus sensible qu'une autre. En d'autres mots, il n'y aura pas de différence en sensibilité à opérer le SET par exemple à $G = 0.05 \times 2e^2/h$ ou bien à $G = 0.1 \times 2e^2/h$.

3.1.3 Puissance du signal radiofréquence

La puissance du signal RF appliqué sur le détecteur de charge doit être contrôlée. D'une part, une puissance trop basse entraîne un mauvais rapport signal sur bruit et d'autre part, une puissance trop élevée a des effets thermiques indésirables sur le détecteur. On montre que la puissance maximale à appliquer au PCQ est de -57 dBm contre -75 dBm pour le SET. Le PCQ est plus robuste à la température.

La figure 3.5a présente l'effet du réchauffement dû à la puissance sur les plateaux de la courbe de conductance du PCQ. La puissance appliquée à l'échantillon ne semble pas devoir dépasser -57 dBm, sans quoi les plateaux commencent à s'aplanir, compromettant ainsi la sensibilité du PCQ.

La figure 3.5b présente l'effet de la puissance sur les pics de coulomb du SET. Les courbes de conductance DC (en bas) et RF (en haut) sont mesurées en fonction de la tension de grille V_R pour différentes puissances RF. Dès -84 dBm, les pics de Coulomb s'élargissent, à -74 dBm le blocage de coulomb est levé, c'est-à-dire que G ne va plus à 0 entre les pics, et à -64 dBm, les pics sont complètement aplatis, le détecteur de charge a perdu toute sa sensibilité. Lors de la mesure de ces courbes, la boîte quantique de droite est formée et contient quelques électrons. Les plis dans les courbes qu'on observe à la figure 3.5b correspondent à des

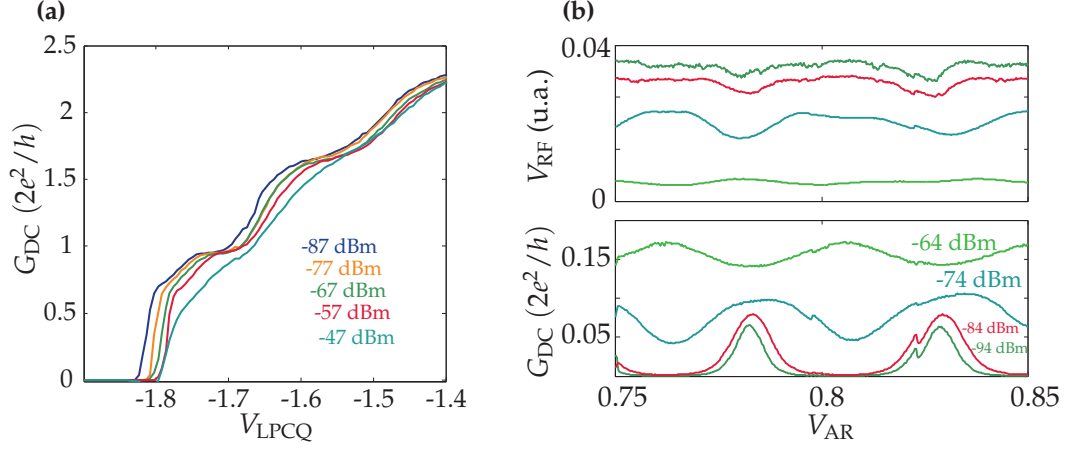


FIGURE 3.5 (a) Courbe de la conductance du PCQ en fonction de la tension de grille LPCQ, pour différentes puissances RF. Les plateaux s’aplanissent au-dessus de -57 dBm. (b) En haut : pics de Coulomb mesurés en RF en fonction de la tension de grille pour différentes puissances. En bas : mêmes pics mesurés en DC.

transitions de charge entre la BQ de droite et son réservoir. Ces transitions sont utiles pour quantifier le signal qui correspond à la détection d’une charge. Comme les pics de Coulomb ont une pente moins prononcée quand la puissance RF est grande, les transitions de charge deviennent moins visibles. Par contre, pour la détection RF, une puissance trop basse a pour résultat des mesures bruyantes. Le meilleur compromis semble se trouver à $P_{\text{RF}} = -75$ dBm où la transition de charge est la plus prononcée en RF. Par contre, à cette puissance, à cause de l’aplatissement des pics, ΔG est maintenant égal $0.006 \times 2e^2/h$. Le détecteur de charge devient donc deux fois moins sensible si on l’opère en RF. Une solution à ce problème serait de fabriquer un SET plus petit ce qui aurait pour effet d’augmenter l’énergie de charge, la séparation entre les pics de Coulomb. Par conséquent, ceux-ci se recouvreraient moins rapidement avec la puissance.

Les diamants de Coulomb sont un outil supplémentaire pour caractériser l’effet de la puissance RF. Cela permet de comparer l’effet d’une puissance appliquée au dispositif par les lignes RF à fréquence $f = 179.01$ MHz et par les lignes DC à fréquence $f = 17$ Hz. À la figure 3.6a, on a l’intensité du courant DC en fonction de la tension de grille AR et de l’amplitude V_{sd} de la tension source-drain appliquée au SET à 17 Hz via les lignes DC. À $V_{\text{sd}} \approx 0$, on a deux pics de Coulomb qui s’élargissent graduellement en augmentant V_{sd} . L’élargissement donne une forme en triangle. La pointe du triangle est le point où le blocage de Coulomb est levé et correspond à l’énergie de charge du SET. Ce point est atteint autour de $V_{\text{sd}} = 300$ μ V.

On cherche à savoir si la puissance RF qui atteint l’échantillon correspond bien à la valeur de la puissance de la source à laquelle on soustrait les atténuations connues de -64

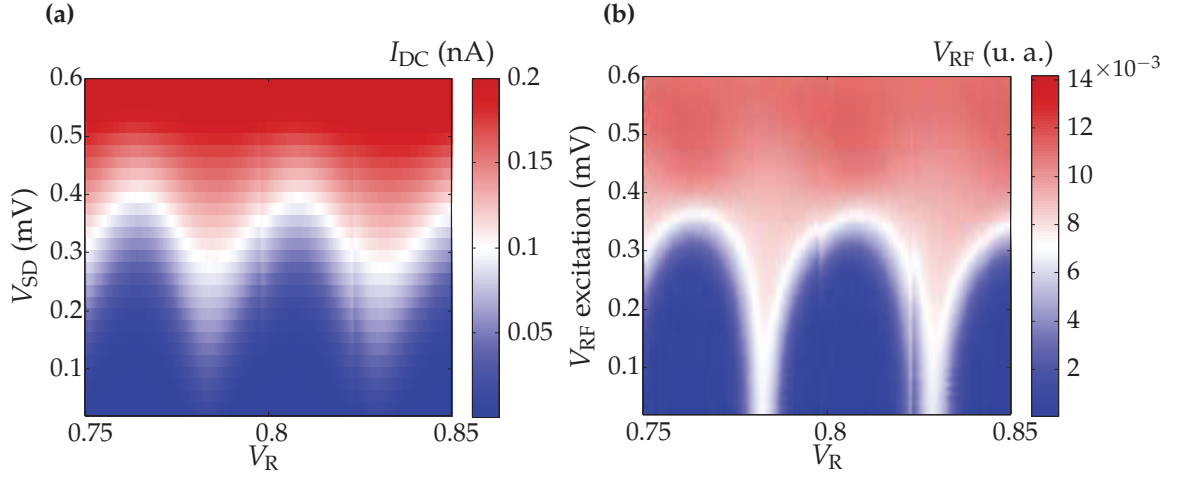


FIGURE 3.6 (a) Diamant de Coulomb en DC. Courant dans le SET en nA en fonction de V_R et du biais source-drain. (b) Diamants de Coulomb en RF. Mesure de la réflexion RF en fonction de la tension de grille V_R et de la puissance RF, convertie en amplitude de tension $V_{RFexcitation}$.

dBm sur la ligne RF. Il pourrait y avoir de l'atténuation supplémentaire due par exemple à une mauvaise propagation des signaux RF dans le silicium. Afin d'avoir une base de comparaison, l'intensité du courant est mesurée en DC. Les diamants de Coulomb de l'intensité du courant en fonction de la tension de grille V_R et de la puissance RF appliquée au dispositif et convertie en amplitude de tension sont présentés à la figure 3.6b. Afin de mesurer un courant, on doit appliquer au moins une faible tension, $V_{sd} = 20 \mu V$, via les lignes DC, qui est additionnée à l'axe de la tension RF. D'abord, on remarque que l'intensité du courant pour le diamant de Coulomb RF est inférieure d'un facteur 10 à celui DC. Ce qui est normal puisqu'on mesure la réponse DC d'une excitation RF. Ce qui nous intéresse vraiment c'est le point où le blocage de Coulomb est levé, qui semble être lui aussi à $V_{RF} = 300 \mu V$. Cela signifie qu'il n'y a pas d'atténuation du signal RF dans le silicium par rapport au signal basse fréquence, ce qui aurait été un problème pour la sensibilité de charge du circuit RF.

Pour résumer cette section, les mesures nécessaires à une première optimisation des paramètres ont été présentées. Ces paramètres sont la tension aux bornes du condensateur variable (V_{cv}), la conductance du SET (G) et la puissance de la source (P_{RF}). Le dispositif qui est utilisé pour la suite des expériences est celui Si-SET, car il n'est pas possible de former une BQ dans le dispositif GaAs-PCQ. Les paramètres choisis pour la suite des expériences avec Si-SET sont $P_{RF} = -75$ dBm et $V_{cv} = 14.3$ V, correspondant à une fréquence $f_{res} = 179.71$ MHz. La fréquence de la source est jusqu'à présent choisie comme étant la fréquence centrale de la résonance. Il serait possible de choisir une fréquence différente et cette possibilité

sera étudié d'un point de vue du rapport signal sur bruit à la section 3.3. À cet égard, il est important de revoir l'optimisation de tous les paramètres par rapport au bruit, car le signal mesuré à la résonance est très petit et donc, il pourrait être de l'ordre du bruit des amplificateurs du circuit. On montrera qu'il est préférable d'éviter que le signal soit trop petit.

3.2 Diagramme de stabilité

Une fois les paramètres sommairement optimisés, il est désormais possible de mesurer un diagramme de stabilité avec le circuit RF dans le but de comparer avec le circuit DC. La figure 3.7 présente des diagrammes de stabilité équivalents en RF et en DC. Les figures 3.7b et 3.7d présentent un zoom des deux premiers points triples de la DBQ.

On analyse en premier lieu les informations sur la DBQ que l'on peut tirer de ces diagrammes. Ils présentent la forme en nid d'abeille attendue avec un couplage interboîte assez faible puisque la ligne de transition entre les boîtes est courte. Les bandes claires et foncées en arrière-plan sont les pics de Coulomb du SET. Les diagrammes présentent le régime à faible nombre d'électrons, avec la zone à 0 électron en bas à gauche, les zones à 1, 2, 3, et 4 électrons, présentés sous la forme (N_1, N_2) . Il est important de montrer que le circuit RF fonctionne dans le régime à faible nombre d'électrons, car c'est ce régime qui nous intéresse par rapport à l'utilisation de la DBQ comme qubit. On remarque que la première ligne verticale en partant de la gauche est plus estompée et pas tout à fait parallèle aux autres transitions de la BQ de gauche. Elle ne présente pas une transition de la BQ de gauche, mais plutôt une transition d'une boîte parasite qui se trouve entre la source et la boîte de gauche.

Les deux diagrammes du haut ont été mesurés avec le circuit RF, avec un temps d'intégration de 1 ms, les deux diagrammes du bas en DC avec un temps d'intégration de 30 ms. Les diagrammes RF sont encore un peu plus bruyants que les diagrammes DC, mais les transitions sont bien visibles. La qualité du diagramme DC se dégrade rapidement quand on baisse le temps d'intégration sous 30 ms, alors que les transitions du diagramme RF restent visibles jusqu'à 100 μ s.

On se rappelle qu'un des objectifs de l'intégration de la détection de charge RF, est de réduire le temps nécessaire pour obtenir un diagramme de stabilité. Le temps d'intégration du circuit RF est environ 30 fois plus petit que le circuit DC pour une qualité égale. Le grand diagramme de stabilité en RF est obtenu en 45 minutes et son analogue DC en 1h 30. Pour les petits diagrammes présentant des zooms, il s'agit de 5 minutes en RF contre 10 minutes en DC. Le temps total d'acquisition est 2 fois plus petit et non 30 fois. Le temps d'acquisition est limité d'une part par le fait que les lignes DC menant aux grilles de contrôle sont munies de filtres RC avec une fréquence de coupure de quelques dizaines d'Hertz, ce qui limite

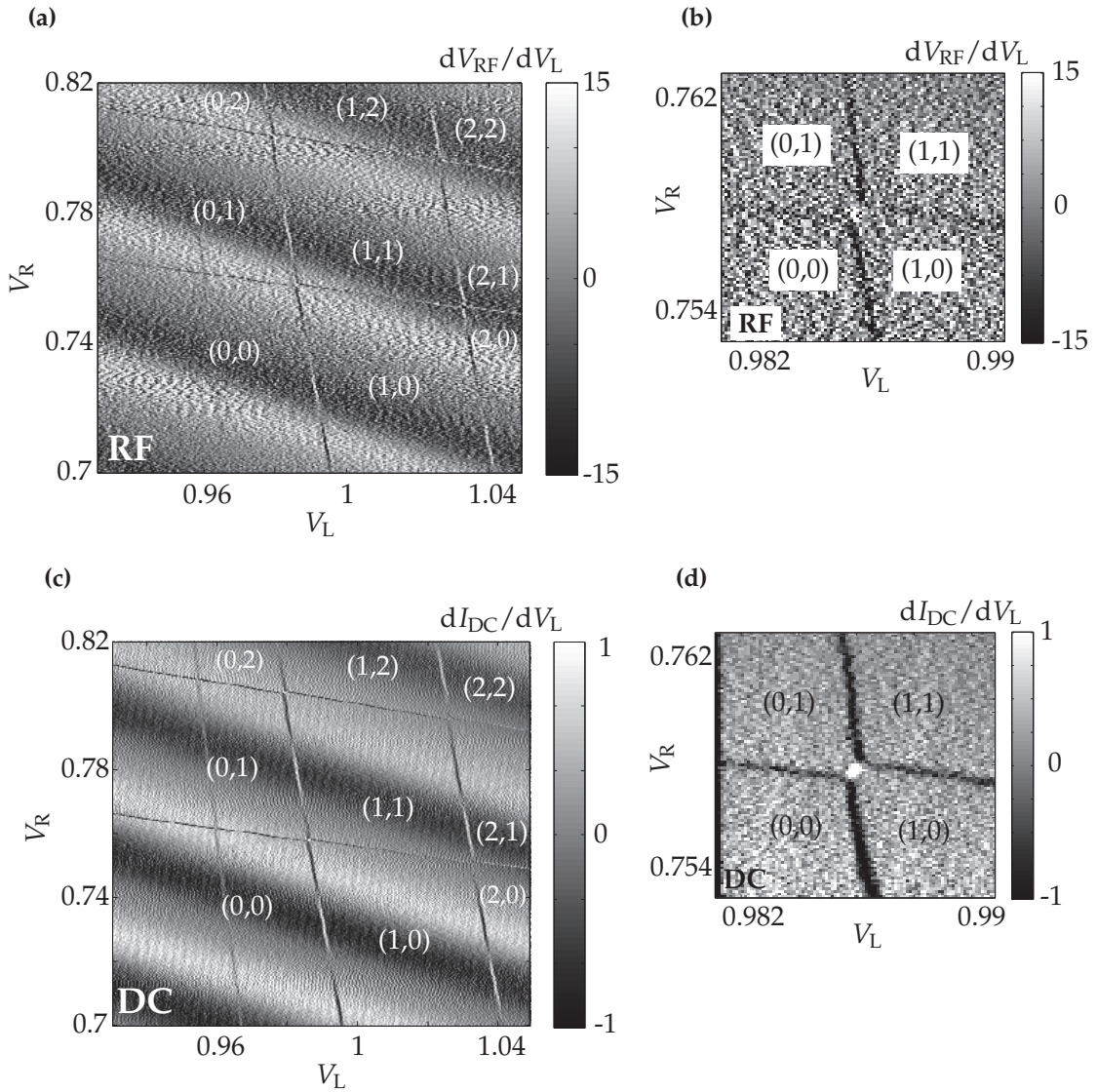


FIGURE 3.7 Diagrammes de stabilité. Les chiffres (N_1, N_2) représentent le nombre d'électrons dans le BQ de gauche et de droite respectivement. **(a)** Diagramme de stabilité RF avec un temps d'intégration de 1 ms et un temps d'acquisition total de 45 minutes. **(b)** Zoom sur les 2 premiers points triples en RF avec un temps d'intégration de 1 ms et un temps d'acquisition total de 5 minutes. **(c)** Même diagramme de stabilité qu'en **(a)** en DC avec un temps d'intégration de 30 ms et un temps d'acquisition total de 1h30min. **(d)** Même diagramme de stabilité qu'en **(b)** en DC avec un temps d'intégration de 30 ms et un temps d'acquisition total de 10 minutes.

le temps de contrôle des grilles à 10 ms par point. D'autre part, le temps d'acquisition est limité par la communication entre l'instrument de mesure et l'ordinateur.

Si on voulait diminuer davantage le temps d'acquisition d'un diagramme RF par rapport

au diagramme DC, il faudrait contrôler les grilles à l'aide de lignes RF, ce qui enlèverait la contrainte des filtres passe-bas. De plus, le contrôle pourrait se faire sous la forme d'une rampe et l'acquisition serait programmée pour prendre tous les points de cette rampe et ensuite communiquer avec l'ordinateur, au lieu de communiquer à chaque point. L'implémentation de cette idée de contrôle rapide nécessite des changements importants dans les programmes de prise de données.

3.3 Optimisation avec mesures résolues en temps

Le diagramme de stabilité permet d'identifier rapidement les transitions de charge. La transition de charge entre les régions (0,0) et (0,1) du diagramme nous intéresse particulièrement, car les charges y ont un taux tunnel d'environ 40 Hz, ce qui est très bas et donc facile à mesurer de façon résolue en temps. Dans cette section, on décrit d'abord la technique de mesure résolue en temps et le traitement nécessaire pour en extraire le rapport signal sur bruit (S/B). Le rapport signal sur bruit permet d'optimiser une nouvelle fois les paramètres importants : la capacité du condensateur variable, la conductance du SET, la fréquence et la puissance du signal RF. Cette étape d'optimisation demande de longues mesures, elle n'est pas absolument nécessaire pour l'optimisation du circuit RF avec un nouvel échantillon. Il s'agit plutôt de tirer profit de ces résultats pour une optimisation rapide et efficace.

3.3.1 Mesures résolues en temps

Pour obtenir un signal télégraphique correspondant à la transition de charge entre une BQ et son réservoir, il faut se positionner au centre d'une transition de charge à l'aide des tensions de grille V_L et V_R . On mesure ensuite le signal en temps. Si le taux tunnel est plus petit que le taux d'acquisition, il sera possible d'observer la charge fluctuer entre deux niveaux en fonction du temps, sous la forme d'un signal télégraphique. Pour faire les mesures de cette section, on choisit la transition de la BQ de droite avec son réservoir entre l'état à 1 et à 0 électron. Comme la boîte de droite est plus près du détecteur dans ce dispositif particulier, le signal sera plus grand. Également à ce point, le taux tunnel est très petit, environ 40 Hz, ce qui rend la trace facile à mesurer. Le signal V_{RF} est mesuré avec l'oscilloscope DSO-9254A plutôt que le convertisseur analogue à digital, car il permet plus de flexibilité sur le taux d'acquisition, et que l'échelle de temps est plus fiable.

La trace obtenue a effectivement le profil d'un signal télégraphique, mais le bruit est aussi important que le signal. C'est pourquoi il est essentiel d'appliquer un filtre passe-bas. La figure 3.8 à gauche présente deux traces, une filtrée à 25 kHz et l'autre à 5 kHz. Le filtre utilisé est un filtre de Bessel d'ordre 6 appliqué par un logiciel. On privilégie ce type de filtre,

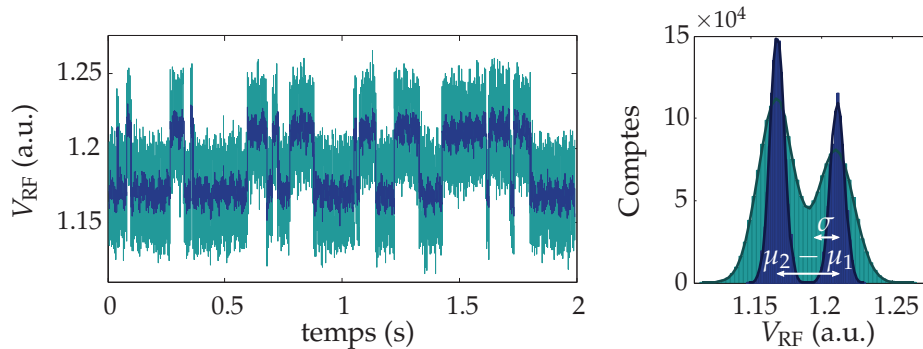


FIGURE 3.8 À gauche : mesure résolue en temps du signal télégraphique résultant de charge qui tunnelent entre la BQ de droite et le drain. Le taux d’acquisition est 1 MHz. Sur la trace cyan, on a appliqué un filtre de Bessel du 6e ordre d’une largeur de bande de 25 kHz, et pour la trace en marine, 2.5 kHz. À droite : histogramme des traces filtrées à 25 et 2.5 kHz, avec un lissage gaussien double par dessus. Le signal est représenté par $\mu_2 - \mu_1$, la différence des moyennes des gaussiennes, et le bruit par l’écart type σ .

car il préserve le temps passé dans chacun des états du signal. Autrement dit, il n’arrondit pas les coins du signal télégraphique, comme le feraient d’autres types de filtres, le filtre Butterworth pour citer un exemple. On comprend que pour préserver la forme du signal, on ne doit pas filtrer plus bas que le taux auquel les événements tunnels surviennent. Pour détecter un signal télégraphique plus rapide, il faut donc accepter qu’il soit plus bruyant.

Le rapport signal sur bruit est le meilleur outil pour déterminer notre capacité à détecter le signal télégraphique. Il est obtenu en divisant la puissance du signal par la puissance du bruit et il est typique de l’exprimer sur une échelle logarithmique.

$$S/B \text{ (dB)} = 20 \log \left(\frac{\Delta V_{\text{RF}}}{\langle \sigma \rangle} \right) \quad (3.1)$$

Le signal ΔV_{RF} et le bruit $\langle \sigma \rangle$ sont obtenus en faisant un double lissage gaussien sur l’histogramme de la trace temporelle présenté à droite de la figure 3.8. Le signal ΔV_{RF} sera la différence entre les deux moyennes et le bruit $\langle \sigma \rangle$ la moyenne des deux écarts-types.

3.3.2 Optimisation

Puissance du signal radiofréquence

On utilise d’abord le rapport S/B afin d’optimiser la puissance à appliquer au dispositif. On prend des traces en temps de 10 secondes pour des valeurs de puissance allant de -88 à -66 dBm. Ces traces sont filtrées à 1 kHz pour assurer un S/B suffisamment grand. La figure 3.9a présente le rapport S/B en fonction de la puissance RF. On voit que le S/B augmente rapidement avec la puissance entre -88 et -84 dBm. À partir de -75 dBm, le S/B devient

constant, et semble diminuer légèrement en haut de -70 dBm. Cette stagnation est attribuable au réchauffement du SET lorsque la puissance est élevée. Le point d'opération optimal de la puissance est le point où elle commence à être constante. Ici, il s'agit d'environ -75 dBm, ce qui correspond exactement au point que nous avons déterminé à la section 3.1.3. La puissance restera à son point optimal -75 dBm pour la suite des mesures d'optimisation.

Conductance du transistor monoélectronique

On cherche ensuite à savoir quelles parties des pics de blocage de Coulomb sont les plus sensibles avec le circuit RF. On s'attend à ce que ce soit les points où la pente est la plus prononcée et c'est bien ce que l'on observe avec le S/B à la figure 3.9c. On voit également que le bas et le haut des pics de Coulomb sont très peu sensibles et donc ils sont à éviter.

Capacité du condensateur variable

On cherche à connaître l'effet de la capacité du condensateur variable sur le rapport S/B. On a donc mesuré le rapport S/B pour des valeurs de V_{cv} allant de 8 à 16 V. Pour chaque point, la fréquence a été ajustée pour correspondre à la fréquence de résonance. Les résultats sont présentés à la figure 3.9b. On observe un S/B autour de 10 dB lorsque l'adaptation d'impédance est mauvaise, puis le S/B augmente rapidement autour de $V_{cv} = 12$ V pour atteindre environ 20 dB. Il reste stable jusqu'à 16 V, excepté qu'on observe une baisse importante entre 14 et 15 V. Cette région correspond au point où le facteur de qualité est le plus élevé et donc le signal RF réfléchi le plus bas. La raison de cette baisse du S/B est que le signal réfléchi devient tellement faible qu'il est difficile à distinguer du bruit. Il faut donc soit éviter d'utiliser une fréquence centrée sur la résonance quand celle-ci a un très grand facteur de qualité, soit appliquer une tension V_{cv} légèrement plus élevée que 15 V ou plus basse que 14 V.

Fréquence du signal

On cherche d'une part à savoir s'il vaut mieux utiliser une fréquence centrée sur la résonance ou bien sur son flan et d'autre part, s'il vaut mieux éviter les résonances avec un très grand facteur de qualité. La figure 3.9d présente le S/B en fonction de la fréquence pour deux valeurs de V_{cv} . $V_{cv} = 14.3$ V est le point où le facteur de qualité de la résonance est le plus grand et $V_{cv} = 15.5$ V, est un point qui permettait d'obtenir un signal réfléchi plus élevé au centre de la résonance. On remarque que les deux courbes sont assez semblables pour une fréquence hors résonance, et augmentent toutes deux en s'approchant de la résonance. Là où elles diffèrent, c'est au centre de la résonance où le S/B à $V_{cv} = 14.3$ V atteint 20 dB sur les flans et baisse brusquement au centre, alors que pour $V_{cv} = 15.5$ V, il y a un plateau

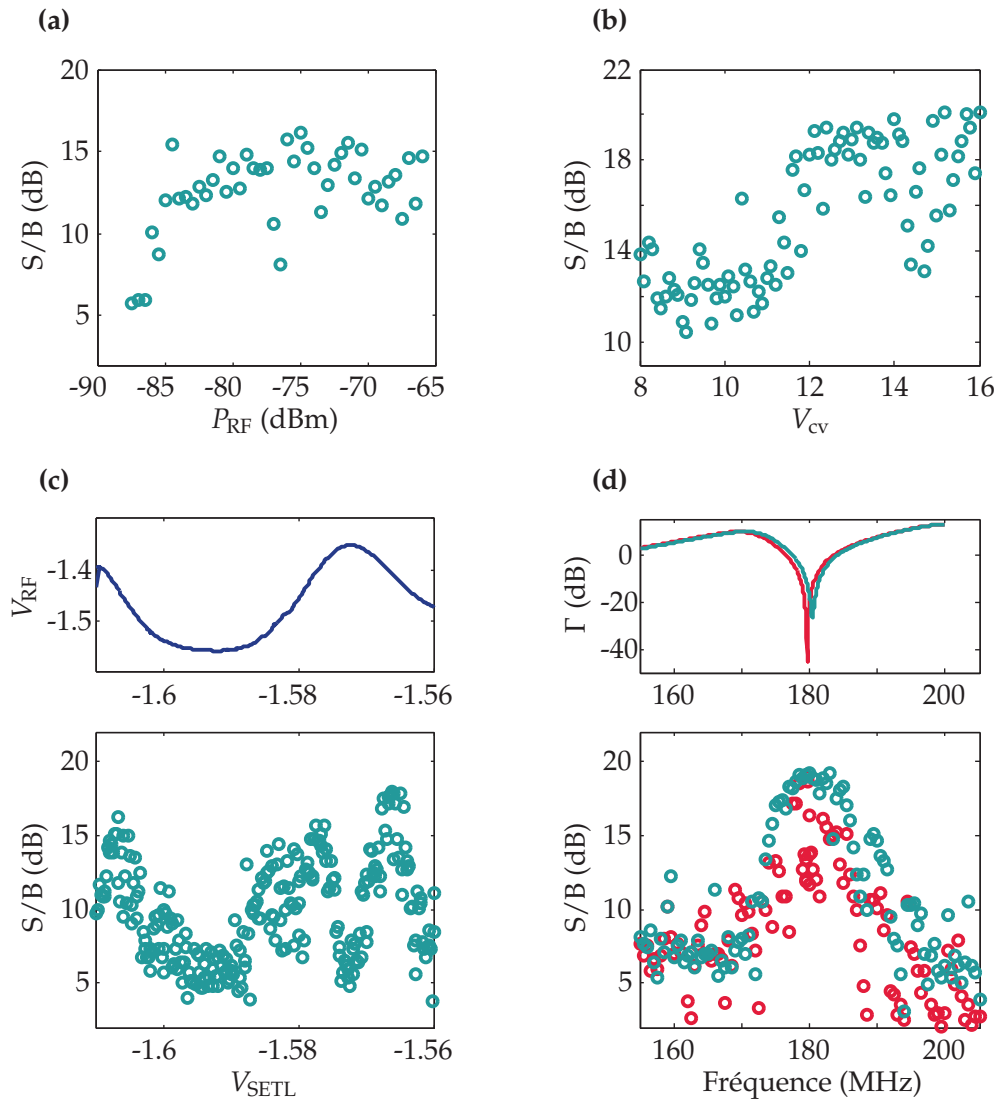


FIGURE 3.9 Rapport S/B sur une échelle logarithmique déterminé avec l'analyse de mesure résolue en temps, en fonction de différents paramètres du circuit. Toutes les traces ont été filtrées à 1 kHz, pour assurer un S/B assez grand. **(a)** En fonction de la puissance pour $V_{SETL} = -1.566$ V, $V_{cv} = 14.3$ V et $f = 179.71$ MHz. **(b)** En fonction de la tension V_{cv} aux bornes du condensateur variable pour $P_{RF} = -75$ dBm, $V_{SETL} = -1.566$ V et f égale à la fréquence de résonance correspondante à chaque V_{cv} . **(c)** En fonction de la tension de la grille SETL avec $P_{RF} = -75$ dBm, $V_{cv} = 14.3$ V et $f = 179.71$ MHz. En haut : Courbe des pics de Coulomb correspondant mesurés en RF. **(d)** En fonction de la fréquence pour $P_{RF} = -75$ dBm, $V_{SETL} = -1.566$ V, $V_{cv} = 14.3$ V (rose) et $V_{cv} = 15.5$ V (cyan). En haut : réflexion en fonction de la fréquence, présentant la résonance à $V_{cv} = 14.3$ V (rose) $V_{cv} = 15.5$ V (cyan).

à $S/B = 20$ dB d'une largeur d'environ 8 MHz autour de la fréquence centrale de résonance. Le point le plus avantageux pour opérer V_{cv} est définitivement 15.5 V, car en plus d'obtenir un bon S/B , le plateau permet de choisir une fréquence autour de la résonance avec une certaine marge d'erreur. Tandis que pour $V_{cv} = 14.3$ V, il faudrait choisir une fréquence qui correspond à un point bien précis du flan pour atteindre un S/B maximal.

À la prochaine section, on voit que la sensibilité à la charge est limitée par un mauvais couplage détecteur-boîte. Ce résultat pourrait expliquer pourquoi le point d'adaptation d'impédance optimale n'est pas le point où le rapport S/B est le plus grand.

3.4 Sensibilité de charge

Maintenant que les paramètres optimaux ont été déterminés avec précision, nous sommes prêts à comparer les performances de notre circuit de détection de charge RF avec les circuits de la littérature à l'aide de la sensibilité de charge. On rappelle que la sensibilité de charge δq est donnée par

$$\delta q \text{ (e}/\sqrt{\text{Hz}}) = \frac{q}{\sqrt{f_{LB}}}, \quad (3.2)$$

où q est la charge et f_{LB} est la largeur de bande pour laquelle le S/B est égal à 1.

On utilise les paramètres optimaux $P_{RF} = -75$ dBm, $V_{SETL} = -1.566$ V, $V_{cv} = 15.5$ V et $f = 181.52$ MHz, pour prendre une dizaine de traces en temps de 2 secondes avec l'oscilloscope DSO-9254A avec un taux d'acquisition de 1 MHz. Sur ces traces, différents filtres passe-bas variant entre 1 kHz et 100 kHz sont appliqués. Les filtres passe-bas sont des filtres de Bessel d'ordre 6. La figure 3.10 présente un graphique du rapport S/B en fonction de la largeur de bande du filtre utilisé. Sur ce graphique, chaque point est une moyenne du S/B de 10 traces. La partie la plus à droite de la courbe se comporte linéairement [21]. On fait donc un lissage linéaire sur les 5 derniers points pour trouver la valeur de f_{LB} pour laquelle le S/B sera égal à 0 dB. On obtient $f_{LB} = 326.01$ kHz, ce qui correspond à une sensibilité de charge de $1.8 \times 10^{-3} \text{ e}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Cette sensibilité de charge est un peu inférieure en qualité à ce qui a été obtenu dans la littérature pour de détecteur de charge RF dans les DBQs. Les sensibilités de charge dans la littérature vont de $1.5 \times 10^{-4} \text{ e}/\sqrt{\text{Hz}}$ [20] à $1.6 \times 10^{-3} \text{ e}/\sqrt{\text{Hz}}$ [19]. Elles sont résumées au tableau 3.1. Par contre, on a noté à la section 3.1 que le changement de conductance typique de notre SET dû à la détection d'une charge a été mesuré à $\Delta G = 0.006 \times 2e^2/h$, ce qui est très inférieur à ce qu'on attend d'un SET. Pour le dispositif de Barthel et coll., qui comporte un PCQ et un SET, le ΔG du SET est de $0.1 \times 2e^2/h$ [14]. Si l'on veut comparer la performance de notre circuit RF avec la littérature en faisant abstraction du détecteur de charge, il est plus juste de comparer la sensibilité de conductance (δG). Notre sensibilité

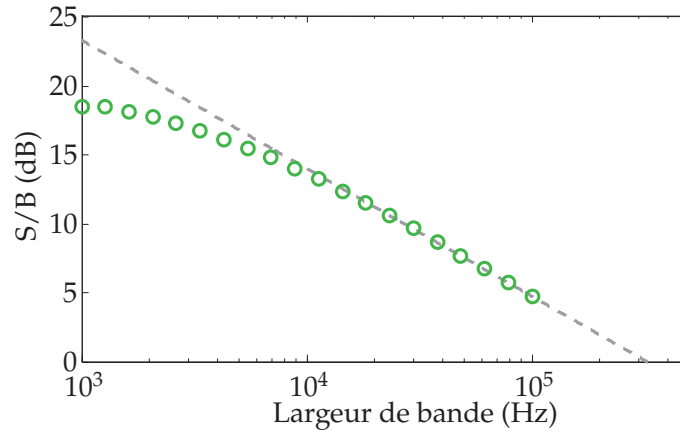


FIGURE 3.10 Rapport signal sur bruit en fonction de la largeur de bande de filtre d'un signal télégraphique RF. Le filtre est un filtre de Bessel du 6e ordre appliqué numériquement. Chaque point est une moyenne sur 10 traces et la fréquence d'acquisition est 1 MHz. Le lissage linéaire est fait sur les 5 derniers points. Il permet d'obtenir une largeur de bande de 326 kHz pour laquelle le rapport S/B est égal à 1.

de conductance est $5.4 \times 10^{-6} e^2/h\sqrt{\text{Hz}}$, ce qui est équivalent au meilleur circuit présent dans la littérature, celui de Reilly à $\delta G = 5 \times 10^{-6} e^2/h\sqrt{\text{Hz}}$. C'est donc notre détecteur qui aurait principalement intérêt à être amélioré et non notre circuit RF.

Expérience	Détecteur	δq ($e/\sqrt{\text{Hz}}$)	ΔG ($2e^2/h$)	δG ($e^2/h\sqrt{\text{Hz}}$)
Cassidy, 2007 [18].	RF-QPC	2×10^{-4}	0.025	1×10^{-5}
Reilly, 2007 [19].	RF-QPC	1.6×10^{-3}	0.0015	5×10^{-6}
Barthel, 2010 [14].	RF-QPC	-	0.005	-
Barthel, 2010 [14].	RF-SET	-	0.1	-
Müller, 2010 [21].	RF-QPC	6.3×10^{-4}	0.01	1.3×10^{-5}
Mason, 2010 [20].	RF-QPC	1.46×10^{-4}	-	-
Notre circuit RF	RF-SET	1.8×10^{-3}	0.006	5.4×10^{-6}

TABLE 3.1 Résumé des sensibilités de charge δq et sensibilités de conductance δG obtenues pour différentes expériences.

On propose quelques améliorations pour le détecteur de charge. Rapprocher le SET de la DBQ, serait un premier moyen d'obtenir directement un meilleur ΔG . Également, limiter les effets thermiques sur l'échantillon de la puissance RF permettrait d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit. À cet égard, fabriquer un SET lithographiquement plus petit aurait pour effet d'augmenter l'énergie de charge, donc augmenter la séparation entre les pics de Coulomb. Ceux-ci se recouvreraient alors moins avec les effets thermiques.

Maintenant que le circuit de détection de charge a été caractérisé, il est intéressant

d'utiliser notre résolution temporelle accrue pour sonder des propriétés du dispositif de DBQ qui étaient inaccessible auparavant. Par exemple, la mesure de couplage tunnel, qui est le sujet du chapitre suivant.

Chapitre 4

Caractérisation du couplage tunnel

Dans ce chapitre, le circuit radiofréquence de détection de charge est utilisé comme outil pour caractériser le couplage tunnel entre une double boîte quantique de silicium et ses réservoirs. La méthode utilisée pour la mesure du couplage tunnel est la méthode des statistiques de comptage. Le circuit en courant continu ne permet pas de mesurer des taux tunnels de plus d'une dizaine de hertz. Le circuit RF avec sa largeur de bande de 326 kHz le permet. Dans la première section, on présente en détail la méthode des statistiques de comptage. Parmi les résultats qu'elle permet d'obtenir, on compte le couplage tunnel et la température électronique. Finalement, on présente les résultats de couplage tunnel en fonction de la tension d'une grille d'accumulation et on montre que la relation est exponentielle.

4.1 Méthode des statistiques de comptage

La méthode des statistiques de comptage, connue dans la littérature sous le nom *full counting statistics*, a été mise au point par Levitov et coll. en 1996 [30] pour l'analyse du transport électrique. Par la suite, elle a été adaptée expérimentalement aux boîtes quantiques latérales par Gustavsson et coll. en 2006 [31]. Cette méthode repose sur l'évaluation de la fonction de distribution de probabilité du nombre d'électrons qui tunnellent dans un conducteur en fonction du temps. D'un point de vue expérimental, il s'agit de compter un à un les événements d'électrons qui tunnellent.

Les mesures résolues en temps présentées à la section 3.3 permettent de compter les événements. On s'intéresse à τ_{in} et τ_{out} , qui sont respectivement le temps nécessaire à un électron pour tunneller dans la BQ et hors de la BQ. Sur une trace en temps, τ_{in} et τ_{out} correspondent simplement au temps passé dans un état ou dans l'autre (figure 4.1c).

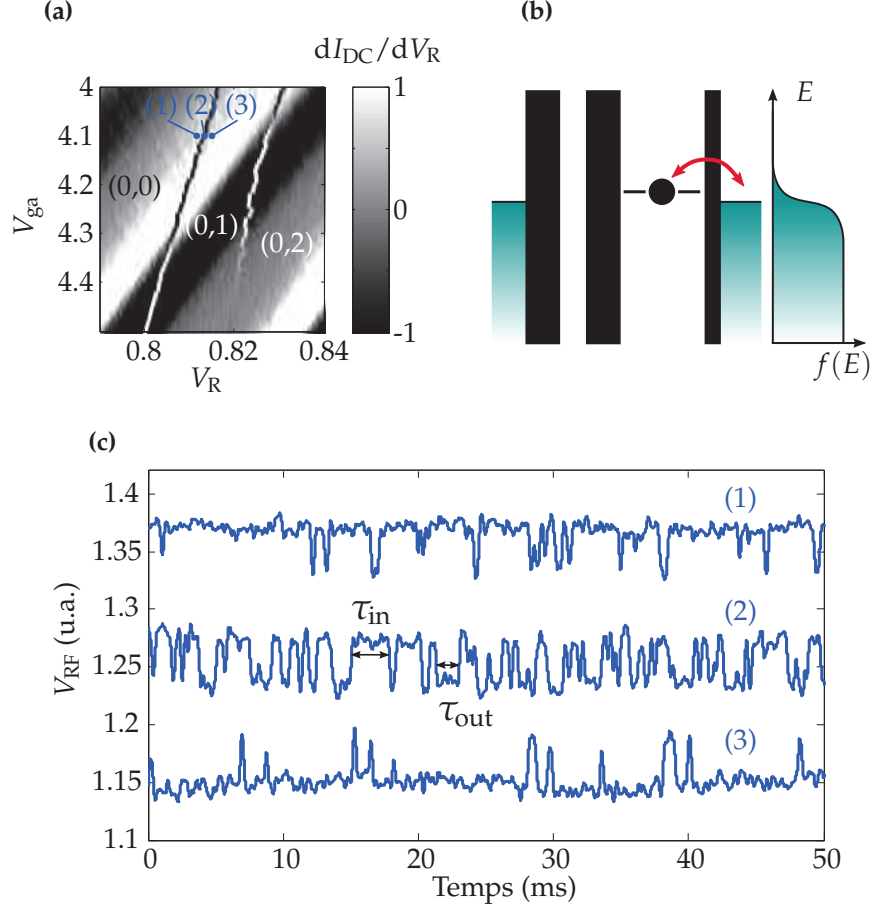


FIGURE 4.1 (a) Diagramme de stabilité où sont visibles la première et la deuxième transition de la boîte de droite. (b) Schéma des potentiels chimiques, dans le cas où les événements tunnels sont permis entre la boîte de droite et le drain. La population dans le drain est décrite par la fonction de Fermi-Dirac. (c) Signal télégraphique d'électron qui tunnellent pris aux points (1), (2) et (3) identifiés en (a). Le taux d'acquisition est 200 kHz et les signaux sont filtrés à 20 kHz.

4.1.1 Théorie

La figure 4.1 présente le cas à une BQ couplée à un réservoir. La DBQ est dans un régime où les barrières tunnels de l'autre boîte sont opaques. Aux figures 4.1a et 4.1c, on s'intéresse à ce qui arrive aux mesures résolues en temps lorsque l'on fait varier une tension de grille, par exemple V_R . En partant de la zone à 0 électron vers la transition, le signal télégraphique apparaît, mais la BQ est plus souvent vide qu'occupée, le temps d'entrée est donc plus long en moyenne que le temps de sortie $\tau_{out} < \tau_{in}$. Au centre de la transition, la BQ est aussi souvent occupée que vide $\tau_{in} \approx \tau_{out}$. De l'autre côté de la transition, la BQ est plus souvent occupée $\tau_{out} > \tau_{in}$. Ce comportement est régi par la distribution de probabilité du réservoir

qui est décrite par la fonction de Fermi-Dirac.

Dans le cas particulier d'une BQ avec un réservoir, la densité de probabilité qu'un électron tunnelle dans ou hors de la BQ à un temps t écoulé depuis le dernier événement est donnée par

$$p_{\text{in/out}}(t)dt = e^{-\Gamma_{\text{in/out}}t} \times \Gamma_{\text{in/out}} dt. \quad (4.1)$$

Les taux tunnels $\Gamma_{\text{in/out}}$ sont les taux effectifs d'entrée et de sortie de la BQ qui prennent en compte le couplage tunnel Γ entre la BQ et le réservoir et la population thermique des états dans le réservoir.

$$\Gamma_{\text{in}} = \Gamma \times f(\Delta\mu/k_B T) \quad (4.2)$$

$$\Gamma_{\text{out}} = \Gamma \times (1 - f(\Delta\mu/k_B T)) \quad (4.3)$$

La population du réservoir est évaluée à partir de la distribution de Fermi-Dirac, soit $f(\Delta\mu/k_B T) = 1 / (1 + \exp(\Delta\mu/k_B T))$, où T est la température électronique et $\Delta\mu$ est la différence d'énergie entre le potentiel chimique de la BQ et du réservoir. L'analyse de mesures résolues en temps permet d'obtenir les taux tunnels via la moyenne des temps $\tau_{\text{in/out}}$.

$$\Gamma_{\text{in/out}} = 1 / \langle \tau_{\text{in/out}} \rangle. \quad (4.4)$$

Si on combine les équations 4.2 à 4.4, on peut réécrire l'expression de f en fonction de $\langle \tau_{\text{in/out}} \rangle$. Cette expression correspond aussi à la population moyenne d'électron dans la BQ $\langle n \rangle$.

$$f(\Delta\mu/k_B T) = \frac{\langle \tau_{\text{out}} \rangle}{\langle \tau_{\text{in}} \rangle + \langle \tau_{\text{out}} \rangle} = \langle n \rangle \quad (4.5)$$

Finalement, si on combine les équations 4.3 à 4.5 il est possible d'extraire le couplage tunnel.

$$\Gamma \times f(1 - f) = \frac{1}{\langle \tau_{\text{in}} \rangle + \langle \tau_{\text{out}} \rangle} = r \quad (4.6)$$

Cette équation correspond également au nombre moyen de comptes par seconde r .

4.1.2 Mesure du couplage tunnel

Le traitement d'une trace en temps pour obtenir $\tau_{\text{in/out}}$ se fait en trois étapes. D'abord, un filtre de Bessel du 6e ordre est appliqué, la fréquence du filtre est choisie suffisamment élevée pour ne pas avoir d'effet sur les événements tunnels, mais suffisamment basse pour avoir un bon rapport S/B. La trace est ensuite normalisée pour que les deux niveaux correspondent à 0 et 1. Finalement, la trace est binarisée. Il existe deux techniques pour la binarisation. La première est de poser un seuil à 1/2. Cette technique est rapide et facile à implémenter, mais

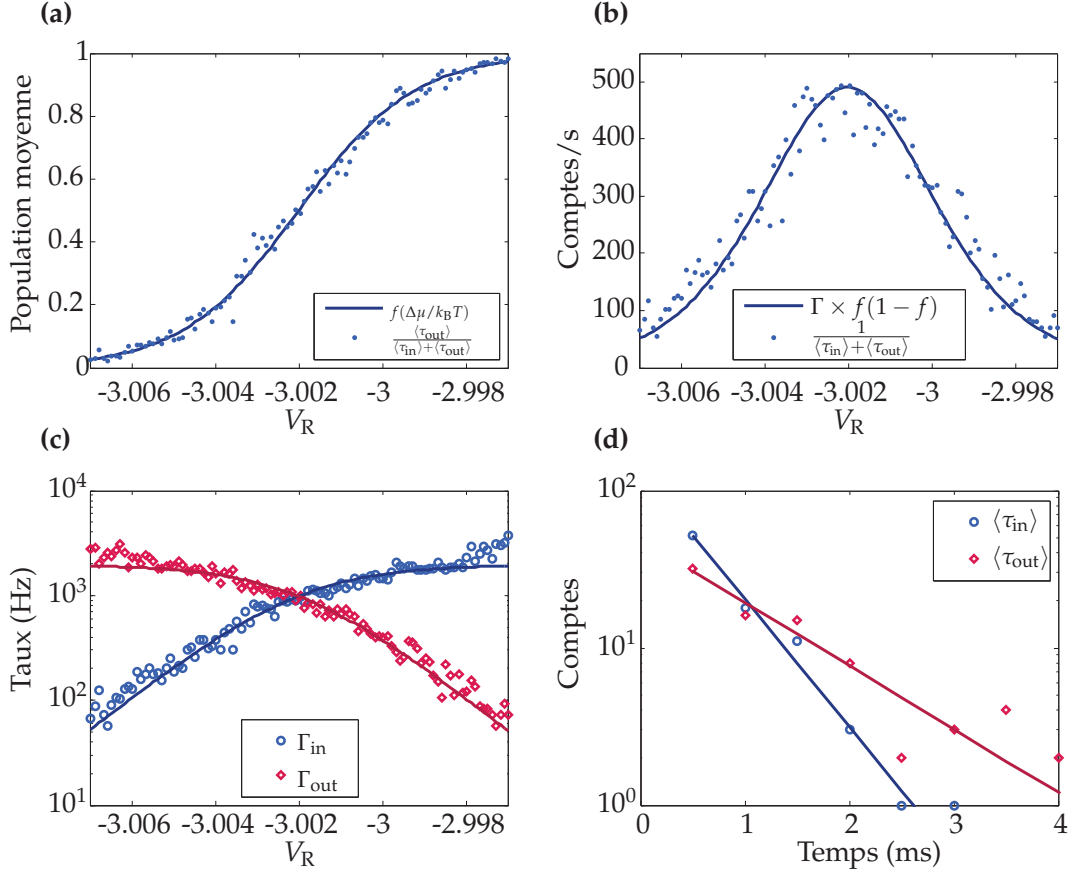


FIGURE 4.2 Chaque point des graphiques est tiré d'une trace en temps de 200 ms prise avec un taux d'acquisition 200 kHz et filtrées à 10 kHz. Le signal télégraphique correspond à 0 ou 1 électron dans la BQ de droite et est pris pour différentes tensions de grille V_R . **(a)** Population moyenne dans la BQ de droite $\langle n \rangle$ en fonction de V_R . Le lissage relatif à l'équation 4.5 montre la distribution de Fermi-Dirac. Il permet d'obtenir une température électronique de $T_e = 146.5$ mK, sachant que le bras de levier de LL sur la BQ de droite est $\alpha_R = 11.7 \mu\text{eV/mV}$. **(b)** Nombre de comptes par seconde r en fonction de V_R . Le lissage relatif à l'équation 4.6 permet d'obtenir un couplage tunnel $\Gamma = 1.96 \pm 0.05$ kHz. Les paramètres de la distribution de Fermi-Dirac trouvés en (a) sont utilisés. **(c)** Le taux d'entrée et de sortie en fonction de V_R . Les lissages sont le résultat des équations 4.4 avec $T_e = 146.5$ mK et $\Gamma = 1.96$ kHz. **(d)** Histogramme de l'occurrence des $\tau_{in/out}$ tirés d'une trace en temps au point $V_R = -3.001$ V. Les lissages sont exponentiels ce qui est en accord avec l'équation 4.1.

a le défaut de produire des erreurs s'il y a recouvrement entre les deux niveaux, ce qui est le cas pour un rapport $S/B \leq 10$ dB environ. La deuxième technique, décrite dans la thèse de Müller [29], attribue un niveau à chaque point selon sa probabilité de se trouver dans ce niveau, décrite par une fonction gaussienne. Cette technique permet de binariser, avec peu d'erreurs, une trace où il y aurait recouvrement des deux niveaux. Cependant, elle est peu efficace lorsqu'il n'y a pas beaucoup de sauts télégraphiques dans une trace, à cause de la difficulté à effectuer un double lissage gaussien. Pour nos expériences, les traces en temps sont relativement courtes, car il y a présence d'une dérive importante du niveau de tension mesuré causé par une source de bruit basse fréquence inconnue. Nos statistiques ne sont pas suffisantes pour utiliser la technique de binarisation avec probabilité. On se contente donc du seuil à $1/2$, sachant cependant que cela limitera la largeur de bande des taux tunnels qui seront mesurés.

À la figure 4.2, on met en application la technique des statistiques de comptage pour extraire le couplage tunnel de la première transition de la BQ de droite. Des traces en temps de 2 secondes sont prises à un taux d'acquisition de 200 kHz, pour différentes valeurs de tension de grille V_R . Les valeurs moyennes $\langle \tau_{in/out} \rangle$ sont extraites de chaque trace. La figure 4.2a, présente la population moyenne $\langle n \rangle$ en fonction de la tension de grille V_R . La ligne solide est un lissage de l'équation 4.5. La figure 4.2b présente le nombre moyen de comptes par seconde r en fonction de V_R . Un lissage correspondant à l'équation 4.6 permet d'obtenir un couplage tunnel $\Gamma = 1.96 \pm 0.05$ kHz.

La méthode des statistiques de comptage permet aussi d'extraire le taux tunnels $\Gamma_{in/out}$ séparément en fonction de V_R . Ces taux sont présentés à la figure 4.2c. Les lignes solides sont le résultat des équations 4.2 et 4.3 pour $\Gamma = 1.96$ kHz et $T_e = 146.5$ mK. Finalement, afin de vérifier que notre densité de probabilité a bien le comportement exponentiel décrit à l'équation 4.1, on choisit une trace en temps qui contient beaucoup d'événements, dans ce cas-ci la trace à $V_R = -3.001$ V. La figure 4.2d présente la distribution des $\tau_{in/out}$. On constate qu'effectivement le comportement est exponentiel. Les lissages donnent $\Gamma_{in} = 1.8 \pm 0.3$ kHz et $\Gamma_{out} = 0.9 \pm 0.3$ kHz. L'incertitude sur ces valeurs est beaucoup plus grande, car les statistiques utilisées sont moins nombreuses.

4.1.3 Température électronique

Comme elle est présente dans la fonction de Fermi-Dirac, il est possible d'extraire la température électronique de la méthode de statistique de comptage, pour autant que l'on connaît le bras de levier α de la grille utilisée, car $\Delta\mu = \alpha \times \Delta V_g$. On s'intéresse à la figure 4.2a, qui présente la population moyenne $\langle n \rangle$ en fonction de la tension de grille V_R et à son lissage qui correspond à l'équation 4.5. À partir du lissage, on obtient une température électronique $T_e = 146.5$ mK pour un bras de levier $\alpha_R = 11.7 \mu\text{eV/mV}$ pour la BQ de droite.

Le bras de levier a été déterminé par magnétométrie. La température électronique est élevée pour un réfrigérateur à dilution, typiquement on obtient autour de 80 mK. Cependant, une température élevée était attendue dans ce cas-ci, car il y avait un problème de contact entre une des lignes qui se rend à l'échantillon et l'écran du réfrigérateur, qui est à température plus élevée. Ce qui fait que la température du doigt froid était de 40 mK plutôt que la valeur normale de 10 mK.

4.2 Analyse du couplage tunnel

La démarche présentée à la section précédente est répétée pour différentes valeurs de tension d'une grille d'accumulation V_{ga} . La figure 4.3 présente les couplages tunnels extraits en fonction de V_{ga} . On constate que le comportement du couplage tunnel en fonction de la tension sur la grille d'accumulation est exponentiel. Ce comportement exponentiel est celui de la transmission par effet tunnel en fonction de la largeur de la barrière de potentiel [32]. La démonstration de cette relation est une validation importante de la qualité de notre design de dispositif de silicium, qui fait présentement l'objet d'une déclaration d'invention.

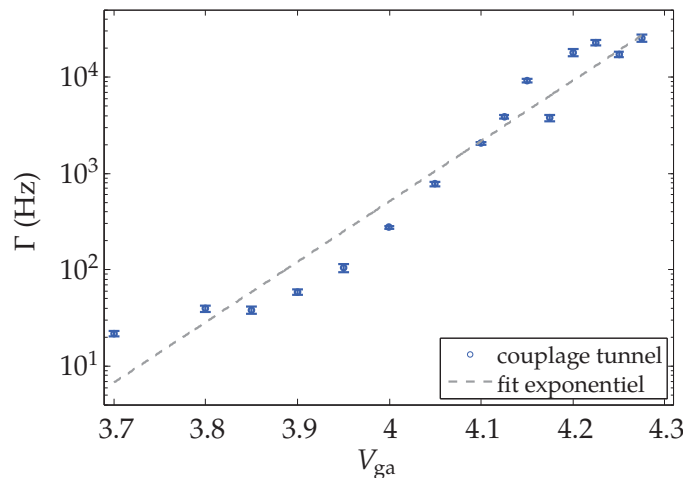


FIGURE 4.3 Couplage tunnel en fonction de la tension de grille V_{ga} pour la transition de 0 à 1 électron de la BQ de droite. Le lissage est une fonction exponentielle.

Le couplage tunnel le plus rapide qui a pu être extrait avec la technique de binarisation avec un seuil de 1/2 est 26 kHz. Au-delà de cette valeur, il y a un recouvrement des deux états sur le signal télégraphique. Si on se réfère à la figure 3.10, une largeur de bande de 26 kHz correspond à un rapport S/B du circuit RF de 10 dB. Pour mesurer des taux tunnels plus rapidement, il faudrait se débarrasser de la dérive dans le signal, ce qui permettrait l'acquisition et le traitement de traces en temps plus longues. Des traces plus longues auraient les statistiques nécessaires pour utiliser des techniques de binarisation plus efficaces

permettant de diminuer le rapport S/B nécessaire. Les propositions pour l'amélioration du détecteur de charge présentées à la fin du chapitre précédent permettraient également de mesurer des taux tunnels plus rapides.

Pour conclure ce chapitre, la largeur de bande maximale extraite dans ce contexte par notre circuit de détection de charge RF est de 26 kHz. Également, le circuit de détection de charge RF s'est avéré efficace pour démontrer la relation exponentielle entre la tension sur une grille d'accumulation et le couplage tunnel BQ-réservoir.

Conclusion

Dans ce travail, un circuit de détection de charge RF a été construit et caractérisé à l'aide d'un dispositif de boîte quantique. Les paramètres du circuit, qui sont la capacité variable, la conductance du détecteur, la fréquence et la puissance du signal RF ont été optimisés de manière systématique. La sensibilité de conductance obtenue est de $5.4 \times 10^{-6} e^2/h\sqrt{\text{Hz}}$, ce qui est équivalent au meilleur circuit présent dans la littérature. Le circuit de détection de charge a également été utilisé pour caractériser le couplage tunnel dans un dispositif de double boîte quantique en silicium avec la technique de statistique de comptage. On a pu mesurer un couplage tunnel maximal de 26 kHz et montrer que la relation entre le couplage tunnel et la tension d'une des grilles d'accumulation est exponentielle. La démonstration de cette relation est une validation importante de la qualité du design du dispositif de silicium, qui fait présentement l'objet d'une déclaration d'invention.

Les résultats obtenus montrent que le circuit de détection de charge RF fonctionne très bien. S'il y a des améliorations possibles, c'est plutôt du côté de la sensibilité à la charge du dispositif de silicium. On propose de rapprocher le SET de la DBQ, afin d'obtenir un meilleur ΔG . On propose également de limiter les effets thermiques sur l'échantillon de la puissance RF en fabriquant un SET lithographiquement plus petit. Cela aurait pour effet d'augmenter la séparation entre les pics de Coulomb. Ceux-ci se recouvreraient alors moins avec les effets thermiques.

Le circuit de détection de charge RF nous permet d'effectuer des mesures avec une meilleure résolution temporelle que le circuit DC. Cela nous permet d'une part de réduire le temps d'acquisition des diagrammes de stabilité. D'autre part, cela ouvre la porte à des mesures de type *single-shot* sur la double boîte quantique. De telles mesures permettent par exemple de trouver le temps de décohérence, ou encore de faire une mesure en temps réel du spin de l'électron.

Bibliographie

- [1] R. P. Feynman, Feynman and computation, chap. There's Plenty of Room at the Bottom, pp. 63–76, Perseus Books, Cambridge, MA, USA, 1999.
- [2] J. Clarke and F. K. Wilhelm, *Nature* **453**, 1031 (2008).
- [3] Z.-S. Yuan *et al.*, *Physics Reports* **497**, 1 (2010).
- [4] J. T. Barreiro, M. Markus, P. Schindler, D. Nigg, and T. Monz, *Nature* **470**, 486 (2011).
- [5] D. Loss and D. P. DiVincenzo, *Physical Review A* **57**, 120 (1998).
- [6] B. E. Kane, *Nature* , 133 (1998).
- [7] G. Fuchs, G. Burkard, P. Klimov, and D. Awschalom, *Nature Physics* **7**, 789 (2011).
- [8] K. Nowack, F. Koppens, Y. V. Nazarov, and L. Vandersypen, *Science* **318**, 1430 (2007).
- [9] J. R. Petta *et al.*, *Science* **309**, 2180 (2005).
- [10] M. Pioro-Ladriere *et al.*, *Nature Physics* **4**, 2 (2008).
- [11] R. Hanson, L. P. Kouwenhoven, J. R. Petta, S. Tarucha, and L. M. K. Vandersypen, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 1217 (2007).
- [12] F. A. Zwanenburg *et al.*, *Reviews of Modern Physics* **85**, 961 (2013).
- [13] M. Field *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1311 (1993).
- [14] C. Barthel *et al.*, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **81**, 3 (2010).
- [15] L. M. K. Vandersypen *et al.*, *Applied Physics Letters* **85**, 4394 (2004).
- [16] R. J. Schoelkopf, P. Wahlgren, A. A. Kozhevnikov, P. Delsing, and D. E. Prober, *Science* **280**, 1238 (1998).
- [17] H. Qin and D. a. Williams, *Applied Physics Letters* **88**, 203506 (2006).
- [18] M. C. Cassidy *et al.*, *Applied Physics Letters* **91**, 222104 (2007).
- [19] D. Reilly and C. Marcus, *Applied Physics Letters* **91** (2007).
- [20] J. D. Mason *et al.*, *Physica E : Low-Dimensional Systems and Nanostructures* **42**, 813 (2010).
- [21] T. Müller *et al.*, *Applied Physics Letters* **97**, 202104 (2010).
- [22] H. V. Houten and C. Beenakker, *Physics Today* **49**, 22 (2005).
- [23] L. P. Kouwenhoven, D. G. Austing, and S. Tarucha, *Rep. Prog. Phys.* **64**, 701 (2001).
- [24] W. G. Van der Wiel *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 1 (2002).

- [25] J. Camirand Lemyre, Mémoire, Université de Sherbrooke (2012).
- [26] Y. Blanter and M. Büttiker, [Physics Reports](#) **336**, 1 (2000).
- [27] S. W. Jung, T. Fujisawa, Y. Hirayama, and Y. H. Jeong, [Applied Physics Letters](#) **85**, 768 (2004).
- [28] E. P. Nordberg *et al.*, [Physical Review B](#) **80**, 1 (2009).
- [29] T. Müller, Thesis, ETH Zurich .
- [30] L. S. Levitov, H. Lee, and G. B. Lesovik, [J. Math. Phys.](#) **37** (1996).
- [31] S. Gustavsson *et al.*, [Physical Review Letters](#) **96**, 076605 (2006).
- [32] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë, *Quantum mechanics*, Quantum Mechanics (Wiley, 1977).